PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 7. 1. April 1915. Redaktionsschluß für No. 8 am 17. April 1915. 16. Jahrgang.

INHALT:

An unsere Leser! S. 113.
O. Sackur. S. 113.
Originalmitteilungen:
E. Freundlich, Über die Gravitationsverschiebung der Spektrallinien bei Fixsternen. S. 115.
C. Mainka, Über das Amplitudenverhältnis bei Rayleighschen Oberflächenwellen. S. 117.
C. A. Mebius, Über die Grenzschicht zwischen einer Flüssigkeit und ihrem gesättigten Dampfe. S. 121.
J. Wimmer, Über Spektrographenoptik. I. S. 127.
F. Janusu. F. Voltz, Eine Methode zur Darstellung der Stromkurven hochgespannter Ströme. S. 133.
Besprechungen:
G. Tammann, Lehrbuch der Metallographie, Chemie und Physik der Metalle und ihrer Legierungen. S. 135.
E. Liebreich, Rost und Rostschutz. S. 136.
Berichtigung. S. 136.
Tagesereignisse. S. 136.
Personalien. S. 136.

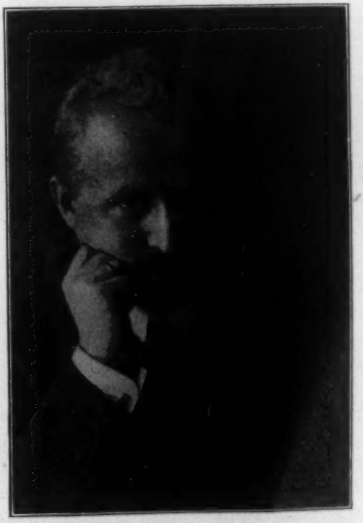
An unsere Leser!

Vom 1. April ab tritt Herr Professor Dr. **P. Debye** in Göttingen als Mitherausgeber der Physikalischen Zeitschrift an unsere Seite.

Die Herausgeber		Die Redaktion		Der Verlag
E. Riecke.	**H. Th. Simon.**	**H. Busch.**	**M. Born.**	**S. Hirzel.**

Otto Sackur.

Selbst in dieser eisernen Zeit, die mit unerbitterlicher Strenge lehrt, wie wenig das Leben des einzelnen gilt in dem Ringen der Völker, hat das tragische Ende Otto Sackurs in den Kreisen der Fachgenossen allgemeine Teilnahme erregt. Vorzeitig wurde hier die Laufbahn eines durchaus originellen und schöpferischen Gelehrten beendet, der vieles geleistet hat und von dem noch weit mehr zu erwarten war.



O. Sackur.

Otto Sackur wurde am 28. September 1880 in Breslau geboren und absolvierte hier das humanistische König-Wilhelms-Gymnasium. Voll Begeisterung für die Naturwissenschaften begann er kurz nach Vollendung des 17. Lebensjahres seine Studien; eine glückliche Begabung hielt ihn fern von einseitigem Spezialistentum, und schon in jungen Jahren legte er den Grund zu seiner allgemeinen Ausbildung, die ihn später zu einer harmonisch abgeschlossenen Persönlichkeit machte. Den größten Teil seiner Studentenzeit verlebte er in Breslau, wo vor allem Richard Abegg auf seinen wissenschaftlichen Werdegang von ausschlaggebendem Einfluß war. Unter seiner Leitung entstand auch Sackurs Dissertation über „Die Theorie und Messung der Flüssigkeitsketten", auf Grund deren er 1901 zum Doktor promoviert wurde. Sackur übernahm dann eine Stellung als Unterrichtsassistent an dem von Ladenburg geleiteten Breslauer Universitätslaborato-

rium und beschäftigte sich wissenschaftlich zunächst mit der Anwendung der physikalischen Chemie auf chemische Probleme, die damals gerade Interesse erregten; so veröffentlichte er Untersuchungen über die physikalische Chemie der Schwefelsäure und die basischen Eigenschaften des Sauerstoffs. An diese Zeit schloß Sackur in den Jahren 1903—05 seine Wanderjahre. Er arbeitete eine kurze Zeit in London bei Ramsay, wo er eine Untersuchung über die Lebensdauer der Radiumemanation ausführte, und dann in Berlin bei Nernst, wo seine Lehrzeit ihren Abschluß fand. Im Jahre 1905 war er als Mitarbeiter am Kaiserl. Gesundheitsamte tätig, und hier bewies er seine vorzügliche experimentelle und theoretische Ausbildung in einer Untersuchung über die hygienisch wichtigen Bleizinnlegierungen; diese sehr wertvolle Forschung bildete auch den Gegenstand seiner Habilitationsschrift an der Breslauer Universität im Oktober 1905. Gleichzeitig wurde er wieder Unterrichtsassistent am Laboratorium und behielt diese Stellung, in der er seine große Lehrbefähigung auch auf praktischem Gebiete erweisen konnte, bis zur Amtsniederlegung Ladenburgs 1909. Während dieser Jahre führten ihn weitere Untersuchungen über Legierungen besonders zu Fragen aus der Elektrochemie, wo es ihm gelang, wichtige Ergebnisse über die Passivität der Metalle und die Verzögerungserscheinungen bei der anodischen Auflösung des Wasserstoffs zu finden. Als nach Ladenburgs schon erwähntem Rücktritt die physikalische Chemie im Breslauer Chemischen Laboratorium zunächst keine Stätte mehr fand, mußte Sackur den größten Teil seiner gewohnten Lehrtätigkeit aufgeben, und erst als 1911 nach erneutem Wechsel der Leitung des Laboratoriums die physikalische Chemie wieder gebührend beachtet wurde, besserten sich auch Sackurs Arbeits- und Lehrbedingungen. Eine Entschädigung für diese unerfreulichen Verhältnisse in den Jahren 1909—11 fand Sackur einerseits im häuslichen Glücke seiner jungen Ehe und andererseits in reichen wissenschaftlichen Erfolgen, die auch äußerlich durch die rasche Beförderung zum Professor 1911 anerkannt wurden. In experimenteller Hinsicht sind besonders erwähnenswert seine Untersuchungen über Manganate und Manganoxyde und die Eigenschaften von Lösungen geschmolzener Salze. Auf theoretischem Gebiete wandte er sich thermodynamischen Fragen zu, und hier hat er in der Vereinigung seiner reichen physikalisch-chemischen und mathematischen Kenntnisse sein Bestes geleistet. Berechnungen über den osmotischen Druck konzentrierter Lösungen von Nichtelektrolyten leiteten ihn zur Quantentheorie, und in Weiterführung der Lehren von Boltzmann und Planck kam er zur Annahme einer diskontinuierlichen Verteilung der Molekeln im Raume. Hieraus und auf Grund der Vorstellung, daß sich bei jeder von selbst verlaufenden Reaktion die molekulare Unordnung vermehrt, konnte er die Gesetze des chemischen Gleichgewichtes bei idealen Gasen ableiten. Weiterhin führte er mit Erfolg eine Weiterberechnung der Nernstschen chemischen Stoffkonstanten aus und trug in sehr wesentlicher Weise zur Durcharbeitung des Nernstschen Wärmetheorems bei. Sackurs letzte Berechnungen über die Energie der fortschreitenden Bewegung der Gasmolekeln hatten ihn zu der Folgerung veranlaßt, daß die idealen Gasgesetze für Gase von kleinem Molekelgewicht bei tiefen Temperaturen Abweichungen in einem Sinne zeigen müssen, welcher der van der Waalsschen Gleichung entgegengesetzt ist. Um die Richtigkeit dieser Annahme zu prüfen, wozu sehr erhebliche experimentelle Mittel gehörten, verlegte er 1913 seine Arbeitsstätte in das Kaiser-Wilhelms-Institut für physikalische und Elektro-Chemie in Dahlem, wo ihm F. Haber gastfreundlich Aufnahme gewährte; tatsächlich gelang es ihm hier, die Richtigkeit seiner Schlüsse aus

der Gastheorie experimentell zu beweisen. Mitte 1914 wurde Sackur zum Abteilungsleiter am Kaiser-Wilhelms-Institut ernannt.

Hand in Hand mit Sackurs produktiver wissenschaftlicher Tätigkeit ging auch eine reiche literarische Beschäftigung. Als Referent und Mitarbeiter ist er an zahlreichen Sammelwerken tätig gewesen; vor allem aber verfaßte er eine Monographie „Die chemische Affinität und ihre Messung", 1908 und ein „Lehrbuch der Thermochemie und Thermodynamik" 1912. Beide Werke sind mustergültig in Darstellung und Auswahl des gebotenen Materials und gehören zu den besten Leistungen der physikalisch-chemischen Literatur.

Als im August 1914 der Krieg ausbrach, stellte Sackur seine Kenntnisse und Fertigkeiten in den Dienst der Allgemeinheit und war mit verschiedenen militärtechnischen Aufgaben im Kaiser-Wilhelms-Institut beschäftigt. Eine Explosion bei einem seiner Versuche setzte am 17. Dezember seinem hoffnungsvollen und arbeitsreichen Leben ein frühes Ziel; auch er ist für das Vaterland gestorben.

Als Forscher und Mensch wird Sackur unvergessen bleiben. W. Herz.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Gravitationsverschiebung der Spektrallinien bei Fixsternen.

Von Erwin Freundlich.

In einem kurzen Aufsatze in dieser Zeitschrift (**15**, 369, 1914) habe ich darauf hingewiesen, daß die von den Gravitationstheorien von Einstein und Nordström vermutete Rotverschiebung der Sonnenlinien nach Messungen von Evershed in der Tat angedeutet zu sein scheint. Eine kürzere Beobachtungsreihe von K. Schwarzschild (Sitz.-Ber. d. Berl. Akad. **47**, 1201, 1914) scheint dagegen meine Vermutung nicht zu bestätigen; jedoch wird eine endgültige Entscheidung dieser Frage erst auf Grund langjähriger Spezialuntersuchungen möglich sein.

In der Weiterverfolgung dieser Frage schien vorerst kein anderer Weg gangbar zu sein, weil außer der Sonne nur noch Fixsterne Massen genügender Größe darstellen, um den Effekt meßbar groß zu gestalten, bei den Fixsternen erzeugen jedoch ihre großen Bewegungen relativ zu uns, die viele Kilometer pro Sekunde betragen können, Dopplereffekte von solchem Betrage, daß jeder andere Verschiebungseffekt vorerst darin verloren geht.

Ich möchte nun im folgenden zeigen, daß eine statistische Überlegung doch imstande ist, auch hier weiter zu helfen und in der Tat auf die Existenz einer solchen Gravitationsverschiebung im Fixsternsystem hinzuweisen scheint.

Nehmen wir an, daß die von Einstein vermutete Rotverschiebung solcher Spektrallinien, die aus einem stärkeren Gravitationsfelde zu uns gelangen, wirklich vorhanden ist, nehmen wir ferner an, daß unter den Fixsternen irgendeine Klasse, die vielleicht einem besonderen Spektralcharakter angehören mag, sich durch besonders große Massen vor den anderen auszeichnet, so wird ein Beobachter, der von der Einsteinschen Theorie nichts weiß, alle bei solchen Sternen gemessenen Linienverschiebungen als Dopplereffekte ansprechen und zu dem merkwürdigen Resultate gelangen, daß die Geschwindigkeiten dieser Sterne im Visionsradius nicht nach dem Zufall verteilt sind, sondern daß sich über eine solche zufällige Verteilung eine allgemeine Expansionsbewegung dieses Sternsystems relativ zum Sonnensystem darüber lagert von einem Betrage in Kilometern, wie es der mittleren Gravitationsverschiebung entspräche.

Bei den statistischen Untersuchungen, die der amerikanische Astronom W. W. Campbell (Lick Bulletin VI, Nr. 195 und 196) über die Geschwindigkeiten der Sterne verschiedenen Spektralcharakters im Visionsradius angestellt hat, hat sich nun in der Tat dieses Resultat ergeben. Die Sterne vom Spektraltypus B (früher Typ, Heliumsterne) zeigen eine systematische Verschiebung dieser Art $k = +4{,}5$ km im Mittel; der Wert von k wird null für die Sterne vom Sonnentypus (Spektralklasse $F - G$), um für die Sterne vom K-Typus auf rund $+2{,}4$ km und vom M-Typus auf rund $+4{,}3$ km zu steigen. Eine Deutung dieses systematischen Spektralkoeffizienten k war bisher nicht möglich.

Ich möchte nun zeigen, daß unzweifelhaft Anhaltspunkte dafür vorhanden sind, diese Erscheinung als eine Gravitationsverschiebung anzusprechen.

Über die Massen der Sterne kann man näm-

lich auf unabhängige Weise Abschätzungen machen. Die Linienverschiebungen vieler derselben zeigen periodische Schwankungen, deren Ablauf es im hohen Grade wahrscheinlich macht, daß der betreffende Stern um einen dunklen Begleiter eine Keplersche Ellipse beschreibt, so daß die periodischen Schwankungen seiner Geschwindigkeit im Visionsradius auf diese Weise zustande kommen. Diese Annahme findet eine Bestätigung dadurch, daß oft die Spektren beider Komponenten dieses Doppelsternsystems sichtbar sind und man für jede einzeln ihre Bahn um den gemeinsamen Schwerpunkt ableiten kann. Die Beobachtung der Geschwindigkeit im Visionsradius allein liefert nun nicht die Möglichkeit, sämtliche Bahnelemente abzuleiten, man erhält vielmehr nur folgende fünf:

$$U,\ e,\ w,\ a \sin i,\ T,$$

wo U die Umlaufszeit, e die Exzentrizität, w die Lage des Periastrons, a die große Halbachse der Bahn und i die Neigung der wahren Bahnebene gegen eine an die Sphäre senkrecht zum Visionsradius gelegte Tangentialebene bedeutet und schließlich T die Durchgangszeit durch das Periastron. Die Anwendung des dritten Keplerschen Gesetzes liefert dann das interessante Ergebnis, daß auch die sogenannte Massenfunktion

$$f = \frac{m_2^3 \sin^3 i}{(m_1 + m_2)^2}$$

(m_2 Masse der dunklen Komponente, m_1 Masse der hellen Komponente) durch die Beobachtungsdaten geliefert wird. Diese Massenfunktion spielt bei allen statistischen Fragen der spektroskopischen Doppelsterne eine wichtige Rolle. In denjenigen Fällen, in welchen die Spektren beider Komponenten beobachtet werden können, erhält man an Stelle von f sogar einen Minimalwert für die Gesamtmasse des Systems in dem Ausdruck $(m_1 + m_2) \sin^3 i$, welcher bestimmbar wird, und ferner das Massenverhältnis $\frac{m_2}{m_1} = \alpha$.

Schon früh wurde man darauf aufmerksam, daß die Massenfunktion f bei den Sternen vom Spektraltypus B besondere Verhältnisse offenbart. Dies veranlaßte H. Ludendorff (Astr. Nachr. **189**, 145, 1911), in einer Arbeit „Über die Massen der spektroskopischen Doppelsterne" diese Frage einer eingehenden Diskussion zu unterwerfen, wobei er zu folgenden Ergebnissen gelangte:

Diskutiert man getrennt die spektroskopischen Doppelsterne vom B-Typus und die vom $A-K$-Typus, so sind erstens deutliche Anzeichen dafür vorhanden, daß innerhalb einer jeden Gruppe die Mitglieder Gesamtmassen und Massenverhältnisse gleicher Größenordnung haben und zweitens dafür, daß im Mittel die Gesamtmasse der B-Sterne dreimal so groß ist als die der $A-K$-Sterne. Diese Behauptung findet eine gute Bestätigung in den Fällen, in denen beide Spektren sichtbar sind. Es ergeben sich nämlich für diese Fälle folgende Minimalwerte für die Massen:

B-Sterne:

$(m_1 + m_2) \sin^3 i = 8{,}5$ Sonnenmassen (9. System),

$A-K$-Sterne:

$(m_1 + m_2) \sin^3 i = 2{,}6$ Sonnenmassen (7. System).

Nehmen wir also an, daß diese Zahlwerte ungefähr die wahren Verhältnisse für alle Sterne der beiden Gruppen, nicht allein der Doppelsterne, widerspiegeln, und setzen wir den Mittelwert von $\sin^3 i$ gleich 0,6 an (der strenge Wert ist 0,59), so liefern die obigen Zahlen für die B-Sterne als ungefähre Größenordnung ihrer Masse 14 $\odot$ ($\odot$ = Sonnenmasse) und für die $A-K$-Sterne rund 4,5 $\odot$.

Spricht man nun andrerseits die von Campbell gefundene systematische Rotverschiebung k als die vermutete mittlere Gravitationsverschiebung für die betreffende Spektralgruppe an, so ist man in der Lage, aus der Größe ihres Betrages die Größenordnung der Massen dieser Sterne abzuschätzen, wenn man Anhaltspunkte für die durchschnittlichen Radien dieser Sterne hat; denn die Gravitationsverschiebung ist eine Funktion des Gravitationspotentials an der Oberfläche des emittierenden Körpers. Die Radien kann man nun auf Grund der mittleren Dichten der Sterne abschätzen und über die letzteren geben wieder besondere Beobachtungen mehr oder weniger genaue Daten. Viele Sterne zeigen nämlich periodische Schwankungen der Helligkeit, die man in vielen Fällen, besonders wenn es sich um Sterne handelt, die zugleich spektroskopische Doppelsterne sind, durch die Annahme erklären kann, daß die zwei Komponenten eines Doppelsternsystems sich in gleichen Zeitintervallen ganz oder zum Teil bedecken und auf die Weise ein Teil ihres Lichtes zeitweise nicht zu uns gelangen kann. Die Diskussion ihrer auf photometrischem Wege gewonnenen Lichtkurven liefert Anhaltspunkte für die Dichten solcher Sterne und Shapley (Astr. Journ. 38, S. 158) hat auf diese Weise mittlere Dichten für die verschiedenen Spektralgruppen abgeleitet. Während man nun für die B-Sterne keine sehr starken Schwankungen für die Dichten findet, ebenso auch nicht für die A-Sterne, gibt es bei den späteren Typen sowohl Vertreter mit relativ großen Dichten als auch ganz außerordentlich geringen. Darum wird auch die Annahme mittlerer Werte für diese Gruppen ziemlich unsicher. Glücklicherweise geht aber nur die dritte Wurzel aus den Dichten in die Betrachtung ein, da es nur auf die Radien ankommt. Ich habe als mittlere Dichte der B-Sterne 0,1 Sonnendichten

und der $A-K$-Sterne 0,2 Sonnendichten angenommen. Mit diesen Werten soll die Massenabschätzung auf Grund des Campbellschen k-Wertes angenommen werden. Die Rotverschiebung der Sonnenlinien auf Grund der Einsteinschen Formel beträgt $+0{,}6$ km, der B-Sterne nach Campbell im Mittel $+4{,}5$ km, die Dichten verhalten sich zueinander wie 1 zu 0,1, daraus folgt für die Massen der B-Sterne

$$\frac{4{,}5}{0{,}6 \cdot \sqrt{0{,}1}} = 15 \odot \quad (\odot = \text{Sonnenmasse}),$$

entsprechend dem oben gefundenen Werte 14 $\odot$ aus den spektroskopischen Beobachtungen, und für die $A-K$-Gruppe rund 3,5 $\odot$ entsprechend 4.5 $\odot$ nach der vorigen Abschätzung.

Diese merkwürdig gute Übereinstimmung ist natürlich zum Teil zufälliger Natur, wenn ich auch die gleich zu Anfang einmal angenommenen Werte für die Dichten usw. nicht weiter geändert habe, trotz der großen Freiheit, die man bei der Unsicherheit der Dichten hat. Aber die Zusammenfassung der Sterne so verschiedenen Spektralcharakters wie die A-Sterne und die K-Sterne zu einer Gruppe, was nur durch den Mangel an brauchbarem Material bedingt wurde, enthält vorerst noch eine Willkür, die nicht zu umgehen ist, solange nicht mehr spektroskopische Doppelsterne spätern Spektraltyps gefunden sind. Dann liegt vielleicht auch die Möglichkeit vor für die M-Sterne, für welche auch der Campbellsche k-Wert groß, nämlich rund gleich $+4{,}3$ km, wird, ähnliche Untersuchungen durchzuführen.

Trotzdem ist der eben abgeleitete Zusammenhang zwischen zwei bisher ganz zusammenhanglosen Erscheinungen, auch quantitativ, so überraschend gut, daß ich seine Veröffentlichung für gerechtfertigt halte, zumal erst die Wege geschaffen werden müssen, um Kriterien für und wider die neueren Theorien zu gewinnen. Es sind unzweifelhaft Erscheinungen vorhanden, die für die Existenz der Gravitationsverschiebung sprechen, vielleicht am deutlichsten die oben besprochene Erscheinung. Ich hoffe, daß neues Beobachtungsmaterial an solchen Doppelsternen, bei welchen beide Spektren sichtbar sind, eine direkte Methode zur Prüfung dieser Frage einmal liefern wird. Eine ausführliche Diskussion der astronomischen Annahmen werde ich in einer astronomischen Zeitschrift nachholen.

Kgl. Sternwarte Neubabelsberg, 28. Febr. 1915.

(Eingegangen 1. März 1915.)

Über das Amplitudenverhältnis bei Rayleighschen Oberflächenwellen.

Von C. Mainka.

Diesen Gegenstand habe ich im Jahrgang 14, 556, 1913 dieser Zeitschrift bereits in Kürze behandelt. Vor einiger Zeit habe ich diese Untersuchungen wieder aufgenommen und möchte hierüber vorläufig kurz berichten.

Die Rayleighschen Wellen sind an die Erdoberfläche gebunden und werden als harmonisch angenommen. In der Seismik wird die Erde, ihre Oberfläche und ihr Inneres, als ein isotroper Körper angesehen. Rudzki (Bull. de Cracovie Jan. 1912) dagegen setzt, den Tatsachen wohl mehr entsprechend, für die oberen Schichten der Erde transversale Isotropie voraus und kommt auf das genannte Achsenverhältnis unter dieser Voraussetzung zu sprechen. Cf. l. c.

Sind x, y, z die rechtwinkligen Koordinaten, u, v, w die erfolgten Verrückungen, c_{11}, c_{33}, c_{44}, c_{66}, c_{13} die elastischen Konstanten, 5 kommen hier nur in Betracht, so lauten dann die Schwingungsgleichungen für kleine Verrückungen unter Vernachlässigung der Dichte ϱ:

$$\frac{d^2u}{dt^2} = c_{11} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + c_{66} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + c_{44} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + c \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial x \cdot \partial y} + c' \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial x \cdot \partial z},$$

$$\frac{d^2v}{dt^2} = c_{66} \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + c_{11} \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + c_{44} \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + c \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x \cdot \partial y} + c' \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial y \cdot \partial z},$$

$$\frac{d^2w}{dt^2} = c_{44} \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + c_{44} \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + c_{33} \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + c' \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x \cdot \partial z} + c' \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial y \cdot \partial z}.$$

Für die Lösung wird gesetzt:

$$u = u_0 \cdot e^{-rz + i(fx + gy + pt)}$$
$$v = v_0 \cdot e^{-rz + i(fx + gy + pt)}$$
$$w = i \cdot w_0 \cdot e^{-rz + i(fx + gy + pt)},$$

Nach Ausführung der Rechnung wird:

$$u_0 (p^2 - c_{11} \cdot f^2 - c_{66} \cdot g^2 + c_{44} \cdot r^2) - v_0 c \cdot fg + w_0 \cdot c' fr = 0$$
$$v_0 (p^2 - c_{66} \cdot f^2 - c_{11} \cdot g^2 + c_{44} \cdot r^2) - v_0 c \cdot fg + w_0 \cdot c' fr = 0$$
$$w_0 (p^2 - c_{44} \cdot f^2 - c_{44} \cdot g^2 + c_{33} \cdot r^2) - u_0 c' \cdot fr - v_0 \cdot c' gr = 0$$

wo: $c = c_{11} - c_{66}$ und $c' = c_{13} - c_{44}$ ist.

Für den Fall der Isotropie ist: $c_{11} = c_{33}$; $c_{13} = c_{12}$; $c_{66} = \frac{1}{2}(c_{11} - c_{12}) = c_{44}$ und die Ausbreitungsgeschwindigkeit transversaler Wellen ist: $v_\delta = \sqrt{\frac{c_{44}}{\varrho}}$. Nehmen wir mit Rudzki an (l. c.),

daß nur die in der zx oder zy Ebene stattfindenden Schwingungen berücksichtigt werden, so wird für die zx Ebene:

$$u_0(p^2 - c_{11} \cdot f^2 + c_{44} \cdot r^2) + w_0(c_{13} + c_{14}) rf = 0,$$
$$w_0(p^2 - c_{44} \cdot f^2 + c_{33} \cdot r^2) - u_0 (c_{13} + c_{44}) rf = 0$$

und für die zy Ebene:

$$v_0(p^2 - c_{11} \cdot g^2 + c_{44} \cdot r^2) + w_0(c^{13} + c_{44}) rg = 0$$
$$w_0(p^2 - c_{44} \cdot g^2 + c_{33} \cdot r^2) + v_0 (c_{13} + c_{44}) rg = 0.$$

Bezüglich der Ausbreitungsgeschwindigkeit $V_R = \frac{p}{f}$ bzw. $\frac{p}{g}$ dieser Art Oberflächenwellen, die selbständigen Charakters sind, sei nur kurz folgendes erwähnt. Die Theorie fordert sowohl für isotrope als auch für transversal-isotrope Körper $V_R < v_b$. Die Beobachtung ergibt aus der Vergleichung des Beginns der langen Wellen in den Seismogrammen mehrerer Stationen tatsächlich für die langen, wie auch für die Gegenpunktswellen eine Geschwindigkeit V_L, die kleiner als v_b ist. In dem Zuge der langen Wellen befinden sich neben den Rayleighschen Wellen aber auch Oberflächenwellen anderer Art. Die Art und Weise, wie die Geschwindigkeit bisher errechnet wird, entspricht m. E. nicht aller Strenge. Es würde zur Prüfung der Theorie wohl richtiger sein für diese Zwecke die langen Wellen in den Seismogrammen dreier nicht zu weit voneinander liegender Stationen miteinander zu vergleichen. Die Entfernungen der Stationen voneinander dürfte, um mit Vorteil arbeiten zu können, 30—50 km nicht viel überschreiten.

Es erinnert dies an einen Vorschlag, den Omori vor vielen Jahren gemacht hat, an die sogenannte „seismische Triangulation", nur daß damals andere Fragen in Betracht kamen.

Dann können einzelne Wellen herausgesucht werden und miteinander nicht nur bezüglich V_R, sondern auch hinsichtlich des Achsenverhältnisses verglichen werden. Es können hierzu selbstverständlich auch mechanisch registrierende Seismographen benutzt werden, wenn nur die Eigenperiode der Vertikalseismometer sich nicht zu sehr von der der Horizontalseismometer unterscheidet und Aufstellung, sachkundige Bedienung und nicht zu seltene Bestimmungen der Apparatkonstanten berücksichtigt werden. Durch eigene Versuche im Frühsommer 1914 bin ich zur Überzeugung gekommen, daß es nicht schwer hält Vertikalseismometer für mechanische Registrierung mit 10—15 sec Eigenperiode zu bauen.

Bei der Ausbreitung der Rayleighschen Wellen schwingen nach der Theorie die Massenteilchen in elliptischen Bahnen und zwar so, daß die große Achse der Ellipse senkrecht zur Horizontalen steht und der Bruch $\frac{A_Z}{A_H}$ einen bestimmten Wert hat. A_Z bedeutet hier die vertikale Komponente der in Mikrons μ ausgedrückten Maximalamplitude der wahren Bodenbewegung, während mit A_H Ähnliches für die horizontale Komponente bezeichnet wird. Hier im besonderen ist A_H entweder A_N oder A_E, indem entweder angenommen wird, daß die Bodenteilchen in Ebenen parallel nur der N—S- oder der E—W-Ebene schwingen.

Rudzki hat für Medien mit transversaler Isotropie gefunden:

$$\frac{A_Z}{A_H} = \frac{w_0}{u_0} \text{ bzw. } \frac{w_0}{v_0} = R_a =$$
$$= \varrho'_1 \cdot \frac{[c_{13}(V_R^2 - c_{44}) - c_{33} c_{44} \varrho_2'^2]}{(V_R^2 - c_{44})[V_R^2 + c_{13} + c_{33} \varrho_2'^2]},$$

wo ϱ'_1 und ϱ'_2 die Wurzeln der biquadratischen Gleichung:

$$\varrho'^4 - 2m\varrho'^2 + n^2 = 0$$

sind.

Es ist:

$$m = 0{,}5\left(\frac{c_{11} - V_R^2}{c_{44}} + \frac{c_{44} - V_R^2}{c_{33}} - \frac{(c_{13} + c_{44})^2}{c_{33} \cdot c_{44}}\right)$$

$$n^2 = \frac{c_{11} - V_R^2}{c_{44}} \cdot \frac{c_{44} - V_R^2}{c_{33}}$$

$(\varrho'_1 + \varrho'_2)^2 = 2(m + n)$, $\varrho'_1 \varrho'_2 = n$ und $\varrho' = \frac{r}{f}$.

Für den Fall der Isotropie wird:

$$R_i = \frac{\sqrt{1 - \frac{V_R^2}{v_b^2}}}{1 - \frac{1}{2}\frac{V_R^2}{v_b^2}}.$$

R_a wie R_i hängen von der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Rayleighschen Wellen $= V_R$ ab, die bis jetzt nur in 1. Näherung bekannt ist. Ferner sprechen die elastischen Konstanten mit und, da $c_{44} = v_b^2$ (für anisotrope Körper genähert) ist, kommt auch die Geschwindigkeit der transversalen Wellen in Betracht.

Mit Vorteil ließe sich die Formel für R_i dazu benutzen, um das Verhältnis $\frac{V_R}{v_b}$ zu bestimmen, indem R_i der direkten Beobachtung, durch Ausmessung der Maximalamplituden der betreffenden Welle in den beiden Komponenten, entnommen wird. Am sichersten geschieht diese Bestimmung des Quotienten, wenn die oben erwähnten drei Stationen, am besten als Eckpunkte eines gleichseitigen Dreiecks, zur Verfügung stehen. Da sich auch v_b aus der Beobachtung ergibt, und zwar bei dieser Anordnung für die obersten Erdschichten, so geht schließlich V_R als bekannt hervor. Andererseits kann V_R auch durch direktes Verfahren, Bestimmung der Ankunftszeiten der Welle an den drei Stationen, festgelegt werden. Der Vergleich der so gefundenen V_R kann zu weiteren

Schlüssen auch über die elastischen Konstanten führen.[1])

Wird $v_\delta = 4{,}01$ km/sec^{-1} gesetzt, so erhalten wir folgende Tabelle:

V_R km/sec	R_l	V_R km/sec	R_l	V_R km/sec	R_l	V_R km/sec	R_l
3,0	1,085	3,3	1,164	3,6	1,355	3,9	2,266
3,1	1,105	3,4	1,208	3,7	1,490	4,0	7,107
3,2	1,131	3,5	1,269	3,8	1,725		

Unter bestimmten Annahmen für die elastischen Konstanten, dann unter Benutzung der Daten $V_R = 3{,}4$ kmsec^{-1} und $v_\delta = 4{,}01$ kmsec^{-1} bekommt Rudzki für Beryll: $R_a = 2{,}02$ und andererseits $R_a = 1{,}11$ und $1{,}32$.

Für den Vergleich mit der Beobachtung wurden die veröffentlichten Berichte der Erdbebenstation in Pulkovo aus den Jahren 1912, 1913 und 1914 (Januar bis Juni) benutzt. Innerhalb des Bereiches der langen Wellen sind in diesen Zusammenstellungen eine große Anzahl von Einzelmessungen von Wellen in den drei Komponenten gegeben. Über die Beständigkeit der Instrumentalkonstanten, namentlich der des Vertikalseismometers, läßt sich aus Mangel an Material nichts sagen. Die Veröffentlichung der l. W. geschieht nach folgendem Schema:

Datum	Zeit: t (Greenwich)	Periode T	Amplituden: A_N	A_E	A_Z	Bemerkung
1912	h m s	sec	μ	μ	μ	
3. XI.	11 8 46	13,2	—	−3	—	Epizentralentfernung von
	51	12,0	—	—	−3	Pulkovo =
	10 23	13,4	—	—	−4	7500 km.
	26	14,6	−3	—	—	Epizentrum:
	16 9	13,0	—	+6	+3	Alaska.
			—			

Die Amplituden der wahren Bodenbewegung sind von der Null-Lage aus gemessen und beziehen sich entsprechend A_N, A_E, A_Z auf das Instrument, das die Komponente der Bewegung im Meridian, ersten Vertikal oder in der Vertikalen aufzeichnet. Für den Gegenstand dieser Arbeit muß zunächst A_Z und dann eine der beiden horizontalen Komponenten A_N oder A_E vorhanden sein, dabei dürfen sich die Zeiten t der Maxima der Bewegungen in A_Z und A_N bzw. A_E höchstens um 5 sec voneinander unterscheiden. Als Höchstunterschied der Perioden T in A_Z und A_N bzw. A_E wurde 2 sec angesehen. Anders ausgedrückt wurden nur jene Beobachtungen herangezogen, von denen als sicher angenommen werden konnte, daß die zugehörige Welle nur eine der beiden horizontalen Komponenten merklich beeinflußte; sonst aber hätte auch die andere horizontale Komponente vom Berichterstatter angegeben werden müssen. Es wurden ferner solche Stellen im Zuge der l. W. vermieden, die ein plötzliches Anwachsen der Bodenbewegung zeigten.

Die unter den genannten Gesichtspunkten getroffene Auswahl ergab 534 Einzelbeobachtungen: $\frac{Z}{A}$ bei 280 Erdbebenaufzeichnungen; eine Reihe von Seismogrammauswertungen enthält überhaupt nur einen $Z:A$-Wert. 27 Bebenauswertungen enthalten je 4 oder mehr als 4 $Z:A$-Werte. Die Zusammenstellung der Größen $Z:A$ dieser 27 Beben ließ zunächst erkennen, daß der Quotient $\frac{Z}{A}$ (wo $A = A_N$ bzw. A_E ist) $\lessgtr 1$ sein kann, oft ist er sogar nach den Beobachtungen > 2 ist. Aus der Übersicht der $Z:A$-Werte machte sich ferner ein Gang der Häufigkeit mit der Größe des Quotienten bemerkbar.

Dieser Hinweis gab Veranlassung die 534 Einzelbeobachtungen $\frac{Z}{A}$ nach der Häufigkeit der einzelnen $Z:A$-Werte zu untersuchen. Das Ergebnis ist in der Tabelle I mit 1 bezeichnet. Aus den 534 Beobachtungen wurden jetzt die herausgesucht, bei denen die Differenzen der Beobachtungszeiten t in A_Z und A_N bzw. A_E im Maximum 2 sec waren, es fanden sich 144 solcher $Z:A$-Werte. Kolonne 2 zeigt die Häufigkeit der einzelnen Werte.

Unter diesen beiden Gesichtspunkten wurden auch die oben erwähnten 27 Bebenauswertungen gesichtet, die 147 Werte ergeben. Kol. 3 entspricht Nr. 1 und 4 ist Nr. 2 analog; für Nr. 4 kommen 47 $Z:A$-Werte in Betracht.

Tabelle I.

$Z:A$	1	2	3	4
	Proz.	Proz.	Proz.	Proz.
0,50—0,60	2,6	2,8	2,0	4,25
0,61—0,70	3,2	6,25	2,0	2,1
0,71—0,80	3,2	2,8	3,4	4,25
0,81—0,90	6,2	2,8	5,4	2,1
0,91—1,00	30,7	30,6	21,8	23,4
1,01—1,10	6,2	5,6	12,2	8,5
1,11—1,20	6,7	8,4	6,8	6,4
1,21—1,30	8,8	10,4	11,6	12,8
1,31—1,40	10,3	6,25	8,1	4,25
1,41—1,50	8,4	7,6	10,2	10,6
1,51—1,60	1,3	1,4	2,0	2,1
1,61—1,70	0,9	1,4	2,7	4,25
1,71—1,80	2,2	2,8	2,7	4,25
1,81—1,90	0,6	0,7	0	0
1,91—2,00	6,4	6,25	6,0	6,4
>2,00	2,4	4,2	2,7	4,25

Neben dem Maximum der $Z:A$-Werte

1) Es wird sich auch der Nachweis führen lassen, ob das Achsenverhältnis bei derselben Welle innerhalb der Dreiecksfläche den gleichen Wert behält.

zwischen 0,91 und 1,00, ist eine Häufung der Quotienten $Z:A$ innerhalb der Grenzen 1,21—1,50 nicht zu verkennen, d. h. die Schwingungsbahn der Bodenteilchen beim Durchgang der Welle ist in den meisten Fällen ein Kreis, dann treten aber auch, und nicht gerade selten, solche Fälle auf, wo die Bahnen Ellipsen sind, deren große Achse vertikal steht und wo der Wert des Quotienten große Achse : kleine Achse $= Z:A$ innerhalb 1,21—1,50 liegt. Solche Werte fordert aber die Theorie unter gewissen Voraussetzungen.

Die Auslese der Bebenaufzeichnungen mit je 4 oder mehr als 4 Werten $Z:A$ ließ erkennen, daß das Amplitudenverhältnis $Z:A$ innerhalb desselben Bebens auch bei aufeinanderfolgenden Wellen keineswegs konstant blieb.

Eine Abhängigkeit von der Periode der Welle war nicht zu bemerken.

Die folgende Tabelle II gibt das vorhandene Beobachtungsmaterial geordnet nach der Größe der Amplitude A_Z und des Quotienten $\frac{Z}{A} = \frac{A_Z}{A}$. An der Hand dieser Tabelle könnte die Vermutung ausgesprochen werden, daß kleine und mittlere Amplituden, etwa innerhalb der Grenzen 1—50 μ, für das Auftreten des Quotienten $\frac{Z}{A} = 1{,}01-1{,}50$ hauptsächlich in Betracht kommen. Aus der Tabelle ist ferner ersichtlich, daß $\frac{Z}{A} = 1{,}00$ vorwiegend bei sehr kleinen Bodenbewegungen auftritt, etwa ein Drittel der Werte $Z:A = 1{,}00$ gehört zur Amplitude $= 1\,\mu$. Zieht man in Betracht, daß einer solchen wahren Bodenbewegung ein registrierter Ausschlag von etwa 1 mm entspricht, so kann man die Werte dieser Kolonne vernachlässigen, da die Beobachtungen doch keine große Genauigkeit haben, wenn man noch die durchschnittliche Periode der Wellen $= 15-18$ sec bei einer Registriergeschwindigkeit von 30 mm in 1 Min. beachtet (lange flache Wellenzüge).

Ein Vergleich mit der Tabelle, in der die R_t-Werte den V_R-Werten zugeordnet sind, deutet ferner auch darauf hin, daß $V_R < v_b$ ist; die Beobachtung liefert nur Werte $Z:A = R$, die höchstens $= 3{,}7$ sind.

Für eine weitere Behandlung dieses Gegenstandes, der auch auf die Mi. U.-Wellen ausgedehnt werden kann, wird es sich empfehlen, die Seismogramme selbst auszuwerten und vor allem darauf zu achten, wie weit die andere Horizontalkomponente beeinflußt ist. Eine Untersuchung über das Verhalten der Apparatkonstanten ist dabei anzuschließen.

Wünschenswert wäre es, wenn für einen längeren Zeitraum jede Komponente mit gleichen Konstanten doppelt besetzt wäre, so daß die Differenzen der wahren Bodenbewegungen (w. Bb.) in den drei Komponenten einen Anhalt über die Genauigkeit der w. Bb. geben. Solche Versuche, die ich mit zwei bifilaren Kegelpendeln in einer Bewegungsrichtung angestellt habe, lassen es als wahrscheinlich erscheinen, daß die Genauigkeit der Aufzeichnungen der wahren Bodenbe-

Tabelle II.

A_Z^{μ} / $\frac{Z}{A}$	0—1	2—3	4—5	6—7	8—9	10—11	12—13	14—15	16—17	18—19	20—21	22—23	24—25	26—27	28—29	30—31	32—33	34—35	36—50	51—100	101—150	151—200	201—300	301—322
0,50—0,60	8	2	—	—	1	—	1	—	1	–	–	–	—	—	—	1	—	—	—	1	—	—	—	—
0,61—0,70	—	9	2	2	—	—	—	2	—	—	—	—	—	—	—	—	1	—	—	—	1	—	—	—
0,71—0,80	—	2	3	5	—	—	—	—	2	—	—	–	—	—	1	—	1	—	—	2	1	—	—	—
0,81—0,90	—	—	5	7	—	3	—	4	—	4	1	1	2	1	—	1	—	1	2	—	1	—	—	—
0,91—0,99	—	1	—	—	—	2	–	—	—	1	—	2	—	2	—	—	2	2	1	5	3	—	—	—
Sa.	8	14	10	14	1	5	1	6	3	5	1	3	2	3	1	2	4	3	3	8	6	—	—	—
1,00	47	49	21	9	3	—	5	1	—	2	1	—	1	—	—	—	—	1	—	—	—	1	—	—
1,01—1,10	—	—	—	—	—	2	3	1	—	1	1	3	6	—	—	1	1	—	4	5	3	1	1	—
1,11—1,20	1	—	1	8	2	1	—	—	2	1	4	—	1	2	1	1	1	—	2	5	1	—	1	1
1,21—1,30	—	—	10	—	5	2	—	2	2	2	1	3	1	—	—	—	—	—	7	6	2	—	1	1
1,31—1,40	—	1	22	5	4	1	1	1	1	1	3	2	3	2	1	2	—	3	—	1	2	—	1	—
1,41—1,50	—	27	—	3	1	—	3	1	—	—	—	—	1	1	—	2	—	—	4	2	—	—	—	—
Sa.	1	28	33	16	12	6	7	5	5	5	9	8	12	5	2	6	2	3	17	19	8	1	4	2
1,51—1,60	—	—	—	—	1	—	—	1	1	—	—	1	—	—	—	—	—	—	1	1	1	—	—	—
1,61—1,70	—	—	2	—	—	—	—	1	—	—	—	—	1	—	—	—	—	—	—	—	1	—	—	—
1,71—1,80	1	—	—	1	2	—	1	2	—	1	—	—	1	—	—	1	1	—	1	—	—	—	—	—
1,81—1,90	—	—	—	—	—	—	1	—	—	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1,91—2,00	—	26	5	1	1	—	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Sa.	1	26	7	2	4	—	3	4	1	2	—	1	1	1	—	1	1	—	2	1	2	—	—	—
2,00—4,00	—	4	2	1	1	—	—	—	1	1	—	—	—	—	1	1	—	—	1	1	—	—	—	—

wegungen je nach der Größe der Amplitude und Periode Bruchteile von Mikrons und auch etwa 1—5 μ betragen kann. Die Sicherheit der Bestimmung der Konstanten und das Verhalten des Seismographen macht sich bei solchen Versuchen ganz besonders bemerkbar.

Zusammenfassung. Die Beobachtungen zeigen, daß in dem Zuge der langen Wellen eines Seismogrammes Wellen Rayleighschen Charakters häufig auftreten und daß die Geschwindigkeit dieser kleiner als die der Transversalwellen ist, soweit dieser Schluß aus der Formel für R und bei alleiniger Kenntnis des Achsenverhältnisses gestattet ist.

Straßburg i. E., Februar 1915.

(Eingegangen 11. März 1915.)

Über die Grenzschicht zwischen einer Flüssigkeit und ihrem gesättigten Dampfe.

Von C. A. Mebius.

(Aus Arkiv för matematik, astronomi och fysik, Bd. 10. Nr. 19, Übersetzung.)

1. In der Abhandlung, in welcher James Thomson[1]) seine berühmte Hypothese über den Verlauf der theoretischen Isotherme im Verdampfungsgebiet darstellt, spricht er in aller Kürze auch die Vermutung aus, daß die theoretischen Zustände in Wirklichkeit in der äußerst dünnen Schicht vorkommen können, die eine Flüssigkeit von ihrem Dampfe trennt. In dieser Schicht würde also ein kontinuierlicher Übergang von Flüssigkeit zu Gas stattfinden. Dieser Gedanke wurde alsdann von Stefan, Fuchs, Rayleigh, van der Waals, Hulshof, Bakker aufgenommen und weiter entwickelt.[2])

2. Stefan geht von der Theorie der Kapillarität von Laplace aus. In dieser wird angenommen, daß zwischen den Teilchen einer Flüssigkeit Kräfte wirken, die von der Entfernung zwischen den Teilchen abhängig sind und die rasch bis auf Null abnehmen, wenn die Distanz größer wird. Bei der Berechnung der resultierenden Kraft braucht man deshalb nur die Moleküle zu berücksichtigen, die sich innerhalb einer gewissen Sphäre mit sehr kleinem Radius, der sogenannten Wirkungssphäre, befinden.

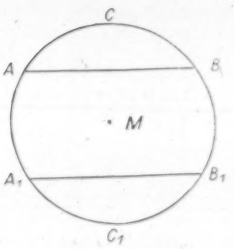


Fig. 1.

M sei ein Molekül und ABC_1 die Wirkungssphäre. Befinden sich M und die ganze Sphäre in der Flüssigkeit, dann heben sich die Anziehungen, welche die benachbarten Moleküle auf M ausüben, auf, und die resultierende Kraft ist Null. Befindet sich dagegen M so nahe der Oberfläche der Flüssigkeit, daß ein Teil der Sphäre außerhalb der Flüssigkeit kommt, dann ist die resultierende Kraft ein Zug in die Flüssigkeit hinein. AB sei die ebene Oberfläche der Flüssigkeit und A_1B_1 eine zur Oberfläche parallele Ebene im selben Abstand von M wie AB. Ist dann die Dichte der Flüssigkeit bis hinauf zur Oberfläche AB die gleiche und die Dichte des Dampfes oberhalb AB ebenfalls konstant, so heben sich die Anziehungen der Moleküle, die sich zwischen AB und A_1B_1 befinden, auf. Die Moleküle der Flüssigkeit im Segmente $A_1B_1C_1$ ziehen M nach unten, die Moleküle des Dampfes im Segmente ABC nach oben; da aber die Dichte der Flüssigkeit größer ist als die des Dampfes, entsteht ein resultierender Zug nach unten.

Stefan macht einen interessanten Zusatz zu dieser elementaren Darstellung. A_1B_1 sei die Oberfläche der Flüssigkeit und M daher ein Molekül außerhalb der Flüssigkeit im Dampfe. Wir denken uns vorläufig, daß die Dichte des Gases wie auch die der Flüssigkeit konstant ist, und daß daher ein diskontinuierlicher Übergang von der Flüssigkeit zum Gase stattfindet. Die Moleküle im Dampfe, die sich zwischen AB und A_1B_1 befinden, heben auch nun ihre gegenseitigen Wirkungen auf. Die Flüssigkeitsschicht $A_1B_1C_1$ zieht M nach unten und die Gasschicht ABC nach oben, es entsteht also nun ein ebenso großer Zug nach dem Innern der Flüssigkeit wie in dem Falle, wo sich M in derselben Entfernung unter der Oberfläche der Flüssigkeit befand. Infolgedessen wird offenbar in der Nähe der Oberfläche der Flüssigkeit eine verdichtete Dampfschicht entstehen. Es ist daher undenkbar, daß, wie wir vorläufig

1) J. J. Thomson, Proceed. of Roy. Soc. **20**, 1, 1871.

2) J. Stefan, Wied. Ann. **29**, 655, 1886; K. Fuchs, Wiener Sitzungsber. **98**, 1362, 1889; Rayleigh, Phil. Mag. **33**, 209, 1892; J. D. van der Waals, Zeitschr. f. Phys. Chem. **13**, 657, 1894; H. Hulshof, Ann. d. Phys. **4**, 165, 1901; G. Bakker, Théorie de la couche capillaire plane. Scientia **31**, 1911.

Diese Arbeit enthält eine Zusammenstellung der Arbeiten des Verfassers und seiner Vorgänger.

angenommen hatten, die Dichte der Flüssigkeit und die des Gases in der Nähe der Grenzoberfläche konstant sind und der Übergang von Flüssigkeit zu Gas ein diskontinuierlicher ist. Man muß sich im Gegenteil einen kontinuierlichen Übergang von Flüssigkeit zu Dampf denken. In dem Maße, wie man sich M aus dem Innern der Flüssigkeit durch die Grenzschicht und in den gesättigten Dampf versetzt denkt, ändert sich kontinuierlich die Kraft, welche das Molekül nach der Flüssigkeit einwärts zieht. Während diese Kraft im Innern der Flüssigkeit gleich Null ist, wächst sie zu einem Maximum irgendwo in der Grenzschicht und sinkt darauf allmählich im Innern des Dampfes bis zu Null herab.

3. Es kann die Frage entstehen, wo die Flüssigkeit aufhört, und wo das Gas beginnt. Zur Untersuchung dieser Frage denke ich mir oberhalb der ebenen Grenzoberfläche eine Dampfatmosphäre, die sich beliebig weit hinauf erstrecken kann, und unterhalb der Grenzoberfläche Flüssigkeit von beliebig großer Tiefe. Der Dampf sowohl wie die Flüssigkeit werden von der Schwerkraft beeinflußt, die man der Einfachheit halber als konstant annimmt. Die Dichte des Dampfes wird daher alle möglichen Werte annehmen und nach oben hin bis Null abnehmen, je nachdem der Druck geringer wird. Die Flüssigkeit wird immer größerem Druck ausgesetzt, je mehr die Tiefe zunimmt, und ist diese genügend groß, so nimmt der Druck jede beliebige Größe an, und die Flüssigkeitsschichten werden bis zu jedem denkbaren Grade zusammengepreßt. Ist nun die Temperatur konstant und höher als der Gefrierpunkt der Flüssigkeit, dann ist die Substanz in jedem möglichen Grade von Dichte vorhanden, von Null beim Dampfe bis zum höchsten, den die Flüssigkeit bei unendlich großem Druck annehmen kann. Denken wir uns die Ausdehnung der Substanz unbegrenzt in horizontaler Richtung, dann ist das spezifische Gewicht überall in derselben Horizontalschicht dasselbe und eine kontinuierliche Funktion des Abstandes von der Grenzoberfläche. Diese Kontinuität existiert auch gemäß vorhergehender Auseinandersetzung in der Grenzschicht zwischen dem Dampf und der Flüssigkeit.

Wir wählen ein rechtwinkliges Koordinatensystem, in dem die x- und y-Achsen horizontal und die z-Achse vertikal ist. Die positive Richtung der letzteren denkt man sich von der Flüssigkeit zum Gase gehend. p sei der Druck, ϱ die Dichte im Punkt x, y, z.

Druck sowohl wie Dichte nehmen ab, wenn z wächst, und für $z = \infty$ ist $p = 0$ und $\varrho = 0$. Für $z = -\infty$ ist $p = \infty$, aber die Dichte nähert

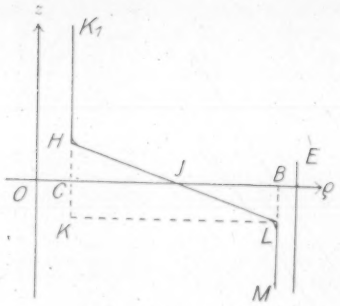


Fig. 2.

sich einer gewissen Grenze $1 : b$, wo b dem von Hirn eingeführten Begriff Kovolumen oder dem eigenen Volumen der Moleküle entspricht.

Die Beziehung zwischen ϱ und z wird von einer Kurve vorstehender Form (Fig. 2) dargestellt, wo ϱ als Abszisse und z als Ordinate angenommen ist. $OC = \varrho_2$ und $OB = \varrho_1$ stellen die Dichte des gesättigten Dampfes und die der Flüssigkeit in der Nähe der Grenzschicht dar; $OE = \frac{1}{b}$. Die Kurve hat die beiden Asymptoten $\varrho = 0$ und $\varrho = \frac{1}{b}$. b gibt also das geringste Volumen, zu dem die Flüssigkeit zusammengepreßt werden kann, an. Die Kurve steigt jedoch so rasch, daß praktisch genommen $\varrho = \varrho_2$ und $\varrho = \varrho_1$ als Asymptoten in der Nähe der Grenzschicht betrachtet werden können. Die Dicke dieser Schicht ist von der Größenordnung 10^{-7} cm, unter der Voraussetzung, daß die Temperatur nicht allzu nahe der kritischen ist. Ihre Dicke läßt sich deshalb darstellen durch $HK = HC + BL$. Der kleinen Änderung in z von ungefähr 10^{-7} cm entspricht eine Veränderung $\varrho_1 - \varrho_2$ der Dichte von endlicher Größe. Die Kurve muß deshalb nahezu gradlinig zwischen H und L verlaufen und zwischen diesen Punkten einen Inflexionspunkt haben. Zieht man im Inflexionspunkte J eine Tangente an die Kurve, schließt sich diese sehr nahe an die Kurve an, die approximativ die Form von drei geraden Linien K_1H, HL und LM hat, und die Punkte, in denen die Tangente die Linien $\varrho = \varrho_1$ und $\varrho = \varrho_2$ schneidet, können als auf den Grenzen der kapillaren Schicht liegend betrachtet werden. Die Kurve schmiegt sich zwar beinahe asymptotisch diesen beiden Linien an und die Grenzschicht ist deshalb streng genommen unbegrenzt. Der Abstand in senkrechter Richtung zwischen den beiden Punkten, in denen die Tangente im Inflexionspunkte die Ordinaten $\varrho = \varrho_1$ und $\varrho = \varrho_2$

schneidet, muß deshalb die Definition der Dicke der Grenzschicht sein.

Es ist natürlich, daß man sich die Grenze zwischen dem Dampf und der Flüssigkeit gerade durch den Inflexionspunkt gehend denkt. Die Kurve krümmt sich zu beiden Seiten von ihm nach verschiedenen Richtungen, und dort tritt also eine gewisse Verschiedenheit ein. Infolge des nahezu gradlinigen Verlaufs der Kurve ist man zu der Annahme veranlaßt, daß die mittlere Dichte in der Grenzschicht ϱ_m

$$\varrho_m = \frac{1}{2}(\varrho_1 + \varrho_2)$$

ist, eine Beziehung, die von Bakker[1]) nachgewiesen wurde.

Wroblewski[2]) spricht sich mit Nachdruck für die Ansicht von dem kontinuierlichen Übergang zwischen Flüssigkeit und Dampf aus auf Grund des von ihm konstruierten Diagramms über die Isopyknen der Kohlensäure (Linien für konstante Dichte in der tp-Ebene). Die Hauptkurve des Diagramms ist die Linie, längs welcher das Produkt pv vom Druck und Volumen ein Minimum ist. Sie fällt mit der Isopykne durch den kritischen Punkt zusammen, und in genügendem Abstand von diesem Punkt schließen sich die anderen Isopyknen unendlich dicht an die Hauptkurve zu beiden Seiten derselben an. Da die kritische Dichte die geringste Dichte ist, die der Körper in Flüssigkeitsform haben kann, ist es natürlich, daß man annimmt, die Grenze zwischen Dampf und Flüssigkeit müsse sich gerade in der Schicht befinden, wo das spezifische Gewicht dasselbe ist wie bei der kritischen Temperatur. Dort befindet sich also die labile Schicht, welche die Grenze zwischen Flüssigkeit und Gas bildet.

Ist nun oben angeführte Anschauung richtig, dann folgt also daraus, daß es bei jeder Temperatur eine kritische Dichte, einen kritischen Druck, eine kritische Schicht gibt, in der kein Unterschied zwischen Flüssigkeit und Dampf vorhanden ist. Aber die Verschiedenheit zwischen dem Verhältnis bei der kritischen Temperatur und bei der vorliegenden ist die, daß hier die Gleichheit zwischen Flüssigkeit und Gas nur in einer unendlich dünnen Schicht existiert, während bei der kritischen Temperatur die Schicht so angeschwollen ist, daß sie die Substanz in ihrer Gesamtheit umfaßt. Auch durch Versuche kann man das Vorhandensein der kontinuierlichen Schicht als bestätigt ansehen. Teichner[3]) findet, daß in der Nähe des kritischen Punktes an einer Stelle, wo der Meniskus verschwunden ist, eine Übergangsschicht entsteht, in der sich die ganze Veränderung der Dichte konzentriert. Über und unter dieser Schicht sind die Veränderungen der Dichte nur unbedeutend.

4. Aus den kapillaren Eigenschaften einer Flüssigkeit kann man die Arbeit berechnen, die nötig ist, um die freie Oberfläche der Flüssigkeit um 1 cm² zu vergrößern. Lord Kelvin scheint der erste gewesen zu sein, der nachwies, daß man, um die ursprüngliche Temperatur unverändert beizubehalten, auch eine gewisse Wärmemenge zuführen muß. Die Berechnung dieser Wärmemenge kann auf folgende Weise geschehen[1]):

U bezeichne die Energie und S die Entropie in der Oberflächenschicht einer Flüssigkeit, deren absolute Temperatur T und deren Oberfläche Y cm² in Berührung mit ihrem gesättigten Dampf ist; ferner sei s die spezifische Wärme der Oberfläche, d. h. die Wärmemenge, die der Oberflächeneinheit zugeführt werden muß, um bei konstanter Oberfläche die Temperatur 1° zu erhöhen, und w_0 die zur Bildung einer Einheit der Fläche bei konstanter Temperatur nötige Wärmemenge, beide in mechanischem Maße, sowie γ die Menge mechanischer Arbeit, die bei konstanter Temperatur der Flüssigkeit zugeführt werden muß, um die Oberfläche um 1 cm² zu vermehren. Dann ist:

$$dU = sY\,dT + (\gamma + w_0)\,dY$$

und

$$dS = \frac{sY}{T}\,dT + \frac{w_0}{T}\,dY.$$

Da nun dU und dS exakte Differentiale sind, ist

$$\frac{\partial}{\partial Y}(sY) = \frac{\partial}{\partial T}(\gamma + w_0)$$

und

$$\frac{\partial}{\partial Y}\left(\frac{sY}{T}\right) = \frac{\partial}{\partial T}\left(\frac{w_0}{T}\right).$$

Also ist

$$s = \frac{d\gamma}{\partial T} + \frac{\partial w_0}{dT}$$

und

$$\frac{s}{T} = \frac{1}{T}\frac{\partial w_0}{\partial T} - \frac{1}{T^2}\cdot w_0,$$

oder

$$s = \frac{\partial w_0}{\partial T} - \frac{w_0}{T}.$$

Aus den beiden Ausdrücken für s folgt

$$w_0 = -T\frac{\partial \gamma}{\partial T}.$$

1) G. Bakker, Journ. de Phys. (4) **11**, 762, 1910.
2) S. v. Wroblewski, Wied. Ann. **29**, 450, 1886.
3) G. Teichner, Ann. d. Phys. **13**, 601, 1904.

1) Jamin et Bouty, Cours de physique. Premier supplém. S. 92, 1896. Auch Einstein, Ann. d. Phys. **4**, 513, 1901.

Die Energiemenge, U_1, die nötig ist, um bei konstanter Temperatur die Oberfläche um 1 cm² zu vermehren, ist also

$$U_1 = \gamma + w_0 = \gamma - T\frac{\partial T}{\partial \gamma}.$$

Durch Differenzierung erhält man

$$s = \frac{\partial \gamma}{\partial T} + \frac{\partial w_0}{\partial T} = \frac{\partial \gamma}{\partial T} - \frac{\partial \gamma}{\partial T} - T\frac{\partial^2 \gamma}{\partial T^2}$$

oder

$$s = -T\frac{\partial^2 \gamma}{\partial T^2}.$$

Für die meisten Flüssigkeiten ist die Oberflächenspannung γ eine lineare Funktion der Temperatur

$$\gamma = \gamma_0(1 - vt).$$

Für diese ist also $s = 0$, d. h. zur Temperaturerhöhung der Oberfläche ist keine besondere Wärme nötig außer der, welche zur Temperaturerhöhung der ganzen Masse gebraucht wird. Bei einigen Flüssigkeiten, wie Glyzerin und Wasser, ist das Verhältnis ein anderes und für diese ist eine Formel mit drei Gliedern erforderlich

$$\gamma = \gamma_0(1 - vt - \mu t^2).$$

Erstere Flüssigkeiten werden von Eötvös[1]) einfach zusammengesetzte genannt, sie haben, wie man annehmen darf, Moleküle, die den Molekülen des Dampfes vollständig gleich sind. Bei letzteren Flüssigkeiten können die Moleküle wenigstens teilweise als Aggregate von Dampfmolekülen betrachtet werden. Die Wärmemenge $-T\frac{\partial^2 \gamma}{\partial T^2}$ ist also das Äquivalent der mechanischen Arbeit, die nötig ist, um die Flüssigkeitsmoleküle, die sich in der Oberfläche eines cm² befinden, in Dampfmoleküle zu verwandeln, d. h. die zur Dissoziationsarbeit nötig ist.

5. Bei einer einfach zusammengesetzten Flüssigkeit ist also eine gewisse Wärmemenge $-T\frac{\partial \gamma}{\partial T}$ nötig, um bei konstanter Temperatur ihre Oberfläche um 1 cm² zu vermehren. Man kann da fragen: Wozu wird diese Wärmemenge verwendet? Diese Frage läßt sich nach meiner Ansicht so beantworten, daß die Wärme zur Bildung der Dampfschicht gebraucht wird, welche die neue Oberflächeneinheit oder, wie man es nennen kann, die Atmosphäre dieser Oberflächeneinheit bedeckt.

Diese kann nicht von dem bereits oberhalb der Flüssigkeit befindlichen Dampf gebildet werden, denn dann würden die Molekularkräfte eine gewisse Arbeit bei der Verdichtung dieses Dampfes zu einer Atmosphäre ausführen, und dies würde eine Wärmeentwicklung veranlassen. Es muß statt dessen Wärme zugeführt werden, und das gerade muß geschehen, wenn der Dampf für den neuen Teil der Atmosphäre aus dem Innern der Flüssigkeit genommen wird.

Der Zuwachs an Energie bei der Bildung einer neuen Oberfläche von einem cm² war die Arbeitsmenge γ und die Wärmemenge $-T\frac{\partial \gamma}{\partial T}$. Man kann sich also denken, daß, um die Moleküle, welche die neue Oberflächeneinheit bilden, aus dem Innern der Flüssigkeit in die Oberflächenschicht zu schaffen, γ Arbeitseinheiten, aber zur Verdampfung die Wärmemenge $-T\frac{\partial \gamma}{\partial T}$ nötig ist.

6. Für die Wärmemenge, die zur Bildung des Dampfes über 1 cm² neu gebildeter Flüssigkeitsoberfläche nötig ist, will ich nun einen andern Ausdruck suchen. Das Gewicht dieses Dampfes sei q Gramm. Wenn die Verdampfungswärme l ist, dann wäre ql diese Wärmemenge, vorausgesetzt, daß der Dampf in der Grenzschicht denselben Druck p_2 hat wie der gesättigte Dampf. Aber der Dampf in der Grenzschicht ist von den Molekularkräften zusammengepreßt, und um sich zum Druck p_2 ausdehnen zu können, muß er eine gewisse Arbeit ausführen, die von einem Teil r der Verdampfungswärme kompensiert wird. Dieser Teil besteht teils aus einer äußeren Arbeit E_1, teils aus einer inneren r_1. In der Grenzschicht ist der Dampf noch nicht außerhalb des Gebietes der Molekularkräfte. Um ihn daraus zu befreien, ist offenbar eine ebenso große Arbeit r_1 nötig, wie um ihn von der Dichte des gesättigten Dampfes zu der Dichte zusammenzupressen, die er in der Grenzschicht hat.

Das Gewicht q ist deshalb mit $l - r$ zu multiplizieren, weshalb

$$q(l - r) = -T\frac{\partial \gamma}{\partial T}.$$

Kennt man q, so kann man auch die Höhe der Atmosphäre oder die Dicke der Dampfschicht berechnen. Ist diese h cm, so ist

$$q = \int \varrho\, dh,$$

wo ϱ das spezifische Gewicht ist, und wo sich die Integration von $\varrho = \varrho_k$, welches das gemeinsame spezifische Gewicht der Flüssigkeit und des Dampfes, d. h. die kritische Dichte ist, bis zu $\varrho = \varrho_2$, dem spezifischen Gewicht des gesättigten Dampfes, erstrecken soll.

Führt man nun für ϱ den mittleren Wert

$$\varrho_m = \frac{1}{2}(\varrho_k + \varrho_2)$$

ein, so erhält man

1) Eötvös, Wied. Ann. 27, 454, 1886.

$$q = \varrho_m \int dh = \frac{1}{2}(\varrho_k + \varrho_2)\, h.$$

Die Dicke der Dampfschicht in der Grenzoberfläche läßt sich also aus der Gleichung berechnen

$$h = -\frac{2}{\varrho_k + \varrho_2} \cdot \frac{T}{l - r} \cdot \frac{\partial \gamma}{\partial T}.$$

Wir wollen anfänglich von dem Teil der Verdampfungswärme absehen, der nötig ist, um den Dampf von der Kohäsion in der Grenzschicht zu befreien. Statt $l - r$ setzen wir daher die innere Verdampfungswärme l_i. Da $l_i > l - r$ ist, erhält man also für h einen zu kleinen Wert. Eine untere Grenze h_1 für die Dicke der Dampfschicht läßt sich deshalb aus der Gleichung berechnen

$$h_1 = -\frac{2}{\varrho_k + \varrho_2} \cdot \frac{T}{l_i} \cdot \frac{\partial \gamma}{\partial T}.$$

7. Für Äthyläther haben Ramsay und Shields[1]) bei verschiedenen Temperaturen folgende Werte für γ in dyn : cm gefunden.

$t =$	20°	30°	40°	50°	60°	70°
$\gamma =$	16,49	15,27	14,05	12,94	11,80	10,72

$t =$	80°	90°	100°	150°
$\gamma =$	9,67	8,63	7,63	2,88.

Außerdem ist $\gamma = 0$ bei der kritischen Temperatur 193,8° C. Ich habe aus diesen Werten eine Kurve gezeichnet und auf graphischem Wege die Werte für $\frac{\partial \gamma}{\partial T}$ bei den absoluten Temperaturen $T = 273,\ 373$ bestimmt und dabei die Werte $-0{,}116$, $-0{,}102$ gefunden. Da zwischen 150° und 193,8° keine Beobachtungen vorliegen, ist der Verlauf der Kurve daselbst natürlich recht unsicher. Ich habe deshalb eine Formel mit drei Konstanten berechnet

$$\gamma = a + b\,(t - 100) + c\,(t - 100)^2$$

und die Konstanten so bestimmt, daß die Kurve genau durch die drei Punkte geht, die den Temperaturen 100°, 150°, 193,8° entsprechen. Aus dieser Formel erhält man, da $a = 7{,}93$, $b = -0{,}11059$, $c = 0{,}0003117\,9$, für $t = 190$ $\frac{\partial \gamma}{\partial T} = -0{,}054$. Dieser Wert dürfte die Neigung der Kurve eher als zu groß denn als zu klein angeben. Für ϱ_k, ϱ_2 und die totale Verdampfungswärme l werden die von S. Young[2]) angegebenen Zahlen verwendet. Die äußere Verdampfungswärme E_1 ist aus den von Young beobachteten Werten für den Druck p und die Volumen v_2 und v_1 von 1 g gesättigten Dampfes und Flüssigkeit nach der Formel berechnet

$$E_1 = 0{,}000031833\, p\,(v_2 - v_1).$$

Die innere Verdampfungswärme ist

$$l_i = l - E_1.$$

Die Werte für h_1 ergeben sich aus folgender Tabelle. Bei der Berechnung wurde das mechanische Äquivalent der Wärme gleich 42720 grcm und $g = 981$ cm gesetzt.

T	$\frac{\partial \gamma}{\partial T}$	ϱ_k	ϱ_2	l	E_1	l_i	h_1 cm
273	−0,116	0,2625	0,000827	92,52	7,11	85,41	$0{,}672 \cdot 10^{-7}$
373	−0,102	0,2625	0,01867	68,42	8,01	60,41	$1{,}07 \cdot 10^{-7}$
463	−0,054	0,2625	0,01620	19,38	2,80	16,58	$1{,}70 \cdot 10^{-7}$

Falls eine größere Wärmemenge als das Äquivalent zu $-T\frac{\partial \gamma}{\partial T}$ zur Erzeugung von Dampf in der Grenzschicht nötig sein sollte, würde dies höhere Werte für h_1 zur Folge haben. In derselben Richtung wirkt auch die Korrektion, die man für l anbringen muß. Ich habe eine Berechnung dieser Korrektion ausgeführt. Um den Zusammenhang nicht zu stören, teile ich sie in § 9 mit und gebe hier nur ihre Beträge an, nämlich 5,56, 9,16, 1,13 grkal bei den drei Temperaturen. Die Werte für l_i in vorhergehender Tabelle müssen um obige Zahlen vermindert werden. Folgende Tabelle gibt die Werte für q und h an.

T	$l - r$	q Gramm	h cm
273	79,85	$0{,}946 \cdot 10^{-8}$	$0{,}719 \cdot 10^{-7}$
373	51,25	$1{,}77 \cdot 10^{-8}$	$1{,}26 \cdot 10^{-7}$
463	15,45	$3{,}86 \cdot 10^{-8}$	$1{,}82 \cdot 10^{-7}$

Da die Verdampfungswärme bei der kritischen Temperatur $T = 466{,}8$ gleich Null ist, so muß h bei dieser Temperatur unendlich groß werden. Die Änderung wird also sehr schnell eintreten, da nur 3,8 Grad unter der kritischen Temperatur h den Wert $1{,}82 \cdot 10^{-7}$ cm hat. Dies hängt offenbar damit zusammen, daß der Meniskus scharf und deutlich bis in die unmittelbare Nähe der kritischen Temperatur hervortritt, und daß er erst bei dieser unklar wird und verschwindet.

Schon 1873 hat van der Waals[1]) die Größenordnung für die Dichte h_2 der ganzen kapillaren Schicht zu $0{,}29 \cdot 10^{-7}$ bei niedrigen Temperaturen angegeben. Bakker[2]) findet nach verschiedenen Berechnungsmethoden folgende Werte:

$T =$	233,4	350	383	398	451	462
$10^7 \cdot h_2 =$	3,5	7	8,5	10	25	55

1) W. Ramsay und J. Shields, Zeitschr. f. phys. Chemie **12**, 433, 1893; Landolt-Börnstein, Phys.-chem. Tabellen 1912, 116.
2) S. Young, Proc. of Roy. Dublin Soc. **12**, 374, 1910.

1) J. D. van der Waals, Die Kontinuität des gasförmigen und flüssigen Zustandes, S. 114, 2. Aufl., 1899.
2) G. Bakker, l. c., S. 74, 75.

Diese Werte sind von derselben Größenordnung und bedeutend höher als die oben für h angegebenen.

Garver[1]) findet bei $T = 293°$, $h = 0{,}374 \cdot 10^{-7}$ und $0{,}351 \cdot 10^{-7}$ cm, also Werte derselben Größenordnung, aber viel niedriger als die in der Tabelle angegebenen. Seine Ableitung ist jedoch weniger streng.

8. van der Waals[2]) weist darauf hin, daß der von ihm angegebene Wert den Durchmesser eines Moleküls kaum übersteigt. Wenn daher die Grenzschicht zwischen einer Flüssigkeit und ihrem gesättigten Dampf nicht größer ist als der Durchmesser eines Moleküls, so wird es bei oberflächlicher Betrachtung so aussehen, als sei es eine Ungereimtheit, von einer größeren oder kleineren Dichte bei dieser Schicht zu reden. In Übereinstimmung mit der von Clausius dargestellten Anschauung vom Verlauf bei der Verdampfung bin ich jedoch zur Erkenntnis gekommen, daß dies durchaus nichts Ungereimtes ist. Clausius sagt[3]):

„Betrachten wir die Oberfläche einer Flüssigkeit, so nehme ich an, daß in der Mannigfaltigkeit der Bewegungen hin und wieder der Fall eintritt, daß ein Molekül durch ein günstiges Zusammentreffen der fortschreitenden, schwingenden und drehenden Bewegung mit solcher Heftigkeit von seinen Nachbarmolekülen fortgeschleudert wird, daß es, bevor es durch die zurückziehende Kraft derselben diese Geschwindigkeit ganz verloren hat, schon aus ihrer Wirkungssphäre heraus ist und dann in dem über der Flüssigkeit befindlichen Raume weiter fliegt."

Ich nehme an, die Grenzoberfläche zwischen der Flüssigkeit und dem Dampfe sei einmal eben. Da unter den Flüssigkeitsmolekülen alle möglichen Bewegungsrichtungen gleich oft vorkommen, gibt es unter den Molekülen in der Nähe der Oberfläche eine große Anzahl, für welche die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Oberfläche ziemlich klein ist. Diese dringen ein Stückchen über die ebenerwähnte Ebene hinaus, kehren aber infolge der von der Flüssigkeit ausgeübten Anziehung bald zurück, genau so, wie ein von der Erdoberfläche geworfener Körper infolge der Schwerkraft wieder zur Erdoberfläche zurückkehrt. Andere Moleküle haben eine größere Geschwindigkeit in senkrechter Richtung, sie dringen ein Stückchen höher hinauf als die vorigen, kehren aber bald zur Flüssigkeit zurück. Je nachdem diese senkrechte Geschwindigkeitskomponente größer ist, werden die Moleküle, die sie besitzen, an Zahl geringer, sie wenden auch zur Flüssigkeit zurück. Schließlich aber kommt es vor, wie es Clausius oben darstellt, daß eine kleine Anzahl genügende Geschwindigkeit besitzt, um die Flüssigkeit zu verlassen. Vom Dampf kommen ebenfalls Moleküle, die zur Flüssigkeit zurückkehren. Alle diese Moleküle nebst den zurückkehrenden gehen durch eine Ebene, die in großer Nähe der oben angenommenen ebenen Grenzoberfläche liegt. Eine kleinere Anzahl geht durch eine Ebene in größerem Abstand von der angenommenen usw. Es läßt sich also infolge der Bewegung der Moleküle denken, daß die Dichte in der Grenzschicht zwischen der Flüssigkeit und dem Dampfe kontinuierlich abnimmt, und zwar unabhängig davon, ob die Dicke der Schicht kleiner oder größer ist als der Durchmesser des Moleküls.

9. Berechnung der Korrektion der Verdampfungswärme. Diese Korrektion r_1 ist das Äquivalent der Arbeit, die nötig ist, damit sich 1 g Dampf aus dem Volumen, das er in der Grenzschicht hat, zum Volumen des gesättigten Dampfes ausdehnt. Man hat

$$r_1 = \int_{v_m}^{v_2} p \, dv,$$

ausgedrückt in mechanischem Maße; p ist der Druck an einer Stelle der Grenzschicht, wo das spezifische Volumen des Dampfes v ist. Die untere Grenze v_m wird dem mittleren Werte des spezifischen Volumens des Dampfes in der Grenzschicht gleich gesetzt. Ist die mittlere Dichte $\varrho_m = \frac{1}{2}(\varrho_1 + \varrho_2)$, dann ist $v_m = \frac{1}{\varrho_m}$. Die Ausdehnung kann man sich bei konstanter Temperatur vor sich gehend denken, und ich nehme an, daß van der Waals' Zustandsgleichung

$$\left(p + \frac{a}{v_2}\right)(v - b) = RT$$

gültig ist.

Da also

$$p = \frac{RT}{v - b} - \frac{a}{v_2},$$

erhält man

$$r_1 = RT \log \frac{v_2 - b}{v_m - b} + a\left(\frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_m}\right).$$

Zur Berechnung von r_1 muß man die Größen a und b kennen. Diese sind bekanntlich keine Konstanten. Unter der Annahme, daß sie bei ein und derselben Temperatur konstante Werte haben, habe ich sie auf folgende Weise berechnet. Für die Flüssigkeit und den Dampf hat man

$$\left(p + \frac{a}{v_1^2}\right)(v_1 - b) = RT$$

1) M. M. Garver, Journ. of Phys. Chem. 16, 247. 1912.
2) van der Waals, l. c., S. 115.
3) Clausius, Pogg. Ann. 100, 361, 1857.

und

$$\left(p + \frac{a}{v_2^2}\right)(v_2 - b) = RT.$$

Die Gaskonstante R hat den Wert 841,8 mm Hg · cm. Aus Youngs Beobachtungen kennt man p, v_1 und v_2 für gegebene T-Werte. Die beiden Gleichungen enthalten also bloß die beiden Unbekannten a und b, die daher bestimmt werden können. Eliminiert man ab zwischen den beiden vorhergehenden Gleichungen, so erhält man nach Division mit $v_2 - v_1$

$$a = (v_2 + v_1)(RT - pv_2) - pv_1^2 + bp(v_2 + v_1).$$

Aus dieser Gleichung berechnet man zuerst a unter der Annahme, daß $b = 0$ ist oder einen anderen passenden Wert hat, und dann wendet man sukzessive Approximation an. Man erhält alsdann folgende Tabelle:

T	273	373	463	466,8
v_1 cm³	1,3583	1,6380	2,73	3,81
v_2 cm³	1209	53.55	6,172	3 81
p mm Hg	184,9	4 855	25 513	27 060
RT	229 810	313 990	389 750	392 950
$RT - pv_2$	6 260	54 000	232 280	287 450
a	7 868 400	3 338 600	2 224 800	2 114 000
b	1,3044	1,3866	1,5272	1,5346
v_1 grkal	5,56	9,16	1,13	

Es sei hier bemerkt, daß a beträchtlich abnimmt, wenn die Temperatur steigt, und daß b, wenn auch nicht besonders viel, zunimmt. $RT - pv_2$ gibt die Abweichung von Boyles Gesetz an. Die Formel für a muß auch gelten, wenn $v_2 - v_1$ unendlich klein ist, d. h. für die kritische Temperatur.

(Eingegangen 8. März 1915.)

Über Spektrographenoptik. I.

Von J. Wimmer.

J. Hartmann[1]) bezeichnet es als eine sehr dankenswerte Aufgabe für Optiker, eine Linse, vielmehr ein optisches System zu konstruieren, das folgenden Bedingungen genügt:

1. Freiheit von sphärischer Aberration und Koma bei möglichst großer Apertur,
2. für ein gegebenes Dispersionssystem — Bildwinkel bis zu 20° — Lage aller Brennpunkte auf einer zur Achse nicht allzu stark geneigten Geraden.

Da sich aber gegenüber diesen Forderungen die modernen photographischen Objektivtypen aus mehr als einem Grunde als unzureichend[2]) erwiesen hatten, waren die Bestrebungen von Fachmännern schon vor mehr als einem Dezennium darauf gerichtet, einen speziellen Spektrographenobjektivtypus zu schaffen. Alle derartigen Typen für Apparate mit einem einfachen oder mehrfachen Dispersionssystem erreichten im günstigsten Falle die Lichtstärke $f/5{,}6$, während gerade die neueren Untersuchungen der Physiker auf dem Gebiete der photographischen Photometrie, der Spektralanalyse u. dgl. bedeutend lichtstärkere Optik erfordern. Auch der Astrophysiker wird derartige leistungsfähigere Objektive mit Vorteil verwenden bei Aufnahme von Spektren der Fixsterne oder anderer Himmelsobjekte (z. B. lichtschwacher planetarischer Nebel), sei es zur Bereicherung unseres Wissens über die Chemie derselben oder sei es vor allem zu deren Geschwindigkeitsmessung im Visionsradius. Es fehlte daher auch in den letzten Jahren nicht an Versuchen, das Öffnungsverhältnis zu steigern.

Einen diesbezüglichen Fortschritt bedeuten die Untersuchungen von K. Schwarzschild[1]). Das Objektiv, welches für den Spektrographen III des Potsdamer Observatoriums konstruiert wurde, besteht aus drei Linsen von gleichem Material wie das Prismensystem und bildet bei einem Öffnungsverhältnis 1:4,5 einen Spektralbereich von ca. 150 $\mu\mu$ scharf ab. Auf Einzelheiten wird im folgenden näher eingegangen werden.

Der folgende Bericht gibt einen Lösungsversuch des eingangs genannten Problems. Speziell wird auf möglichst hohe Lichtstärke Gewicht gelegt werden. Gleichzeitig soll die Theorie derartiger Spektrographenobjektive, speziell die Ebnungsbedingung auf eine allgemeine Grundlage gestellt werden.

I. Abschnitt.

§ 1. Die Ebnungsbedingung.

Der Weg, der bei allen Untersuchungen über Spektrographenobjektive bisher eingeschlagen wurde, ist vorgezeichnet durch den Vorschlag Hartmanns[2]), die Achromasiebedingung fortzulassen. Die Hauptfrage aber bleibt dabei noch offen: Welche Bedingung soll an deren Stelle gesetzt werden und wie läßt sich dieselbe analytisch so formulieren, daß sie sich ohne weiteres in die Reihe der zur Berechnung von Objektivtypen notwendigen Gleichungen aus der Theorie der Bildfehler 3. Ordnung einreiht? Zur Behandlung dieser Frage kann — und dies erscheint auch als das Naheliegendste — der analytische Ausdruck für die tangentielle Bildwölbung als Ausgangspunkt gewählt werden. Diesen Weg

1) Zeitschr. f. Instrumentenkunde **20**, 18 f., 1900.
2) J. Hartmann, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **24**, 259, 1904.

1) Sitzungsber. d. K. Pr. Akad. d. Wissenschaften **53**, 1220 ff., 1912.
2) Zeitschr. f. Instrumentenkunde **24**, 259, 1904.

beschritt K. Schwarzschild[1]), indem er im Rahmen seiner theoretischen Untersuchungen dazu geführt wurde, die tangentielle Bildwölbung $\frac{1}{\varrho_t}$ gleich einer Konstanten, nämlich der Objektivbrennweite zu setzen. Dabei wird aber keine vollkommene Ebnung des Spektrums im Sinne Hartmanns erreicht, sondern nur die Krümmung in der Achse zu Null gemacht. Unsere Untersuchungen ergaben einen anderen analytischen Ausdruck, welcher die Bedingung der Ebnung des Spektrums in funktioneller Abhängigkeit von gewissen Eigenschaften des Dispersions- und Linsensystems darstellt. Es ergab sich nämlich die allgemeinste Bedingung in der Form:

$$\text{I.} \quad \sum_1^k{}_\nu \, a_\nu \varphi_\nu = 1 = \text{Objektivbrennweite},$$

wo $\nu = 1, 2, \ldots k$ die Ordnungszahl,
φ die „Stärke" der Einzellinse bedeutet.

Die Koeffizienten a_ν sind ganz bestimmte Apparatkonstanten. Vorstehende Bedingungsgleichung läßt ebenso wie die beiden chromatischen Bedingungen, an deren Stelle sie treten soll, an Einfachheit und Klarheit wohl nichts zu wünschen übrig. Es erhellt daraus, daß für ein gegebenes Material und Dispersionssystem bei bestimmter, nicht zu großer Dicke der Luftlinse die Ebnung lediglich von der Wahl der Brennweiten der Einzellinsen abhängt. Das Verhältnis der letzteren stellt sich nämlich dar in der Form:

$$\text{II.} \quad \frac{f_\nu}{f_{\nu+1}} = \frac{a_\nu - 1}{h - a_{\nu+1}},$$

d. h. als abhängig von den Koeffizienten a und der Dicke der Luftlinse.

§ 2. Plattenneigung[2]).

Aus unserem Ansatz für die Ebnung des Spektrums läßt sich theoretisch auch die Plattenneigung bestimmen. Die folgenden Formeln gelten nicht nur für den Fall, daß Prismen- und Linsensystem aus demselben Material bestehen, oder daß das Linsensystem aus einem zwar einheitlichen, aber vom Glas des Prismensystems verschiedenen Material besteht, sondern auch allgemein für den Fall zweier verschiedener Gläser des Linsensystems. Wir erhalten nämlich:

$$\text{IIIa)} \quad \operatorname{tg} i = \frac{\sum_1^k{}_\nu \varphi_\nu}{\sin\delta \cdot \sum_1^k{}_\nu g_{\lambda\nu} \varphi_\nu} - \operatorname{cotg}\delta$$

und im Falle gleichen Materials der beiden Linsen die einfachere Form:

$$\text{IIIb)} \quad \operatorname{tg} i = \frac{1}{g_{\lambda\nu} \sin\delta} - \operatorname{cotg}\delta,$$

wo $g_{\lambda\nu}$ und δ wieder Apparatkonstanten sind.

§ 3.

Nachdem so die Grundlagen geschaffen waren, konnte mühelos die analytische Berechnung der Typen erfolgen. Aus den vier Bestimmungsgleichungen: Maßstabsgleichung, Ebnungsbedingung, Verschwinden von sphärischer Aberration und Koma ergaben sich nach den besonders rechenflüchtigen Formeln von Harting[1]) die Krümmungen und Radien für ein zweilinsiges System.

Wie aus Formel II ersichtlich ist, hängt das Brennweiten-Verhältnis für eine bestimmte Glassorte von der Wahl der Konstanten h ab, welche implicite den Luftabstand enthält. Da nun letzterer auch nicht zu groß gewählt werden darf, besonders wenn die Zerstreuungslinse voransteht, so beschränkt sich der Wert von h auf ein sehr enges Intervall. Für Werte innerhalb der hierdurch vorgeschriebenen Grenzen wurde die numerische Rechnung durchgeführt für ein Dispersionssystem aus drei Flintprismen. Das Kameraobjektiv sollte aus zwei Linsen verschiedenen Materials bestehen, aus Kron und Flint. Überschlagsrechnungen zeigten nun, daß die Kombination: Kron-Flint sich günstiger erweist. Bei dieser Anordnung der Gläser folgen aus der analytischen Rechnung zwei Typen, bei denen die negative Linse voransteht. Dieselben sind in Figur 1a und 1b wiedergegeben.

Fig. 1a.

Fig. 1b.

Bemerkenswert dürfte sein, daß Typus 1b demjenigen entspricht, den auch K. Schwarzschild bei seinen Untersuchungen gefunden hat und den die Firma C. A. Steinheil für $f/10$ schon vor etwa vier Jahren mit Erfolg angewandt hat. Freilich sind in unserem Falle die Krümmungen stärker, als die erstgenannten Untersuchungen ergaben, und lassen im günstigsten

1) l. c.
2) Winkel zwischen Plattennormale und optischer Achse.

1) Zeitschr. f. Instrumentenkunde **29**, 365, 1909.

Falle eine Anwendung bis zu $f/5$ zu, was jedenfalls seinen Grund in der Anlage der Ebnungsbedingung hat. Zudem ist die Zerstreuungslinse den einfallenden Strahlen zugekehrt, was bei größerem Luftabstand für die Ausnützung des vollen Lichtkegels hinderlich sein kann, will man eine konische Erweiterung der Objektivfassung und eine Vergrößerung der Hinterlinse vermeiden. Deswegen wurde nun weiter versucht, ob nicht ein System zu finden wäre, bei welchem die Vorderlinse sich als positiv ergibt, ferner Krümmungen und Luftlinsendicke für die technische Ausführung geeignete Werte annehmen.

Es fanden sich so in der Tat zwei günstigere Typen, von denen der geeignetste in Fig. 2 wiedergegeben ist.

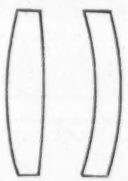


Fig. 2.

Daraufhin wurden die Untersuchungen auch ausgedehnt auf den Fall einheitlichen Materials von Prismen- und Linsensystem. Unter Zugrundelegung eines bestimmten Luftabstandes wurde zunächst für ein zweilinsiges System aus gleichen Gläsern das Brennweitenverhältnis festgelegt. Um noch zu einer Lichtstärke von $f/3$ gelangen zu können, wurde zwecks Erreichung eines guten Korrektionszustandes bei möglichst günstigen Krümmungen der Linsenflächen eine Spaltung der positiven Linse in ein zweiteiliges System vorgenommen.

Nach den bisher geschilderten Methoden erfolgten sodann noch Untersuchungen für Quarzoptik. Das erhaltene System ist zweilinsig und für Apparate mit einem Prisma bestimmt. Der Fall eines Dispersionssystems von zwei Prismen wird zurzeit behandelt.

§ 4. Über den Korrektionszustand der Objektive.

Nach Erledigung der im vorigen Paragraphen dargelegten grundlegenden Vorrechnungen wurde zum Ausgleich der durch Einführung der Linsendicke und der Öffnung entstehenden Fehler die trigonometrische Durchrechnung vorgenommen.

1. Glasoptik.

Dreiteiliges System aus Flintglas.
Plattenneigung: 16,5°
Bildwinkel: 18,5°.

Die verwendete Glassorte entstammt den S. O. G.-Glaswerken in München. Als geeignet befunden wurde S. O. G. 313, Schweres Flint. $n_D = 1{,}648$, $\nu = 33{,}8$. Die im folgenden angegebenen Werte der Fehlerreste sind sämtlich auf die Brennweite $f = 100$ mm reduziert, wobei als mittlere Farbe $\lambda = 452\,\mu\mu$ gewählt und der zugehörige Brechungsindex nach der Hartmannschen Formel interpoliert wurde.

a) Sphärische Korrektur und Beseitigung der Koma.

	1:3,2	1:4,5
H_1	−0,112[1])	+0,021
$^2/_3\ H_1$	+0,014	+0,035
$^1/_2\ H_1$	+0,016	—
$^1/_3\ H_1$	+0,0096	+0,018

Aus diesen Angaben ist sofort ersichtlich, daß für das Öffnungsverhältnis 1:3,2 noch künstliche Retusche einer Linsenfläche angewendet werden muß, die jedoch keine sonderlichen Schwierigkeiten bieten wird, da die Zone der Überkorrektion an den Rand des Objektivs gelegt ist. Wie nun die Erfahrung des praktischen Optikers lehrt, läßt sich durch künstliche Retusche der Fehler noch auf $^1/_{10}$ seines Betrages herabdrücken.

Für das Öffnungsverhältnis 1:4,5 ist, wie ersichtlich, überhaupt keine mechanische Retusche mehr notwendig, zumal die restierenden Fehler durch kleine Radienänderungen noch weiter gegen Null herabgesetzt werden können.

Um das bisherige günstige Ergebnis noch mehr hervortreten zu lassen, bilden wir die Durchmesser des geometrischen Zerstreuungsscheibchens sowie des theoretischen Beugungsscheibchens. Für eine mittlere Einstellungsebene gerechnet, ergeben sich folgende Werte:

O/F	$D_{\text{geom.}}$	$D_{\text{beug.}}$
1:3,2	0,008	0,004
1:4,5	0,007	0,002

Dabei ist $D_{\text{beug.}}$ berechnet nach einer Formel, die sich ergibt aus der Lommelschen Theorie der Beugung an einer kreisrunden Öffnung, angewendet auf nichtsphärische Wellen:

$$D = c \cdot \frac{(f + \Delta) \cdot \lambda}{H_0},$$

worin H_0 den Radius der Objektivöffnung, $\Delta = \Delta_{\max} + \Delta_{\min}$ = Gesamtabweichung von einer mittleren Einstellungsebene bezeichnet, λ

1) Negatives Zeichen bedeutet Überkorrektion, Positives Zeichen bedeutet Unterkorrektion | Schnittweite/Achse minus Schnittweite Rand

die Farbe des mittleren Strahles kennzeichnet und $c = 1{,}22$ ist.

Nun soll bei Spektrographenobjektiven $D_{geom.}$ den Wert 0,01 nur wenig oder gar nicht überschreiten, eine Forderung, welche nach Ausweis obiger Zahlenangaben auch noch für $f/3{,}2$ in vollauf befriedigender Weise erfüllt werden kann.

Um Aufschluß über die Beseitigung der sphärischen Aberration 1. Ordnung in schiefen Büscheln zu erhalten, wurden für einen Winkel α der das Büschel repräsentierende Hauptstrahl sowie die beiden zugehörigen Randstrahlen gerechnet. Es fand sich bei $\alpha = 7^0$ als restierender Betrag der Koma: **0,014** für das Öffnungsverhältnis 1 : 3,2.

b) Erfüllung der Sinusbedingung.

Einen Schluß, inwieweit der Erfüllung der Sinusbedingung Rechnung getragen ist, läßt folgende Zusammenstellung zu, welche für verschiedene Einfallshöhen die Werte der Quotienten aus dem Sinus des Eintrittswinkels an der 1. Fläche durch den Sinus des Austrittswinkels an der letzten Fläche enthält.

	I 1 : 3,2	II 1 : 4,5
H_0	2,1523	2,1577
$^2/_3\ H_0$	2,1583	2,1584
$^1/_2\ H_0$	2,1584	—
$^1/_3\ H_0$	2,1580	2,1575

Daraus geht deutlich hervor, daß das Sinusverhältnis über die ganze Öffnung hin konstant ist. Der Wert für die Zone H_0 in Kolumne I weicht zwar vom Mittelwert der übrigen drei Zonen um sechs Einheiten der 3. Dezimale ab, ein Fehler, der durch mechanische Retusche gleichzeitig mit dem Fehler gegen die Kugelgestalt gehoben wird. Jedenfalls aber ist die Einhaltung der Sinusbedingung vollauf zufriedenstellend.

c) Astigmatismus.

Eine mehr qualitative Forderung, die an Spektrographenobjektive in zweiter Linie zu stellen ist, betrifft den Astigmatismus. Um für unser Objektiv ein diesbezügliches Urteil zu gewinnen, vergleichen wir die für $\alpha = 7^0$ resultierende astigmatische Einstellungsdifferenz mit auf denselben Winkel bezogenen Werten bei moderneren photographischen Objektiven[1]). Es fand sich eine astigmatische Einstellungsdifferenz vom absoluten Werte 1,5. Wenn wir nun aber beachten, daß von dem noch jetzt in Gebrauch befindlichen Objektiven manche für dieselbe Neigung der schiefen Büschel $^2/_3$ des vorgenannten Betrages an Astigmatismus erreichen, so dürfte auch der erst in zweiter Linie in Betracht kommenden Forderung für unsere Zwecke hinreichend Genüge geleistet sein.

1) Nach den Kurvendarstellungen in M. v. Rohrs „Theorie und Geschichte des photogr. Objektivs", und A. Gleichen: „Lehrb. d. geom. Optik", S. 420 und 494, 1902.

2. Quarzoptik für Apparate mit einem Prisma.

Zweiteiliges System.

Platten- $i = 61^0$ ca. Einfache Linse als Kollimator
neigung $i = 41^0$ ca. Achromat „ „
Bildwinkel: $9{,}5^0$

Die folgenden Angaben beziehen sich sämtlich auf eine Objektivbrennweite $f = 100$ mm für die Wellenlänge der Linie Cd_{17}: $\lambda = 274{,}6\ \mu\mu$.

a) Sphärische Korrektur und Beseitigung der Koma.

	1 a.		1 b.		
Einfallshöhe	1 : 10	1 : 5	O/F	$D_{geom.}$	$D_{beug.}$
H_0	−0,015	+0,027	1 : 10	0,001	0,007
$^2/_3\ H_0$	−0,006	+0,018	1 : 5	0,005	0,003
$^1/_2\ H_0$	−0,002	+0,018			
$^1/_3\ H_0$	−0,000	+0,013			

Der sphärische Korrektionszustand ist also in beiden Fällen sehr gut. Es dürfte hiermit insofern ein Fortschritt erzielt sein, als bisher nur bis zur Lichtstärke $f/8$ die vorteilhafte Herstellung aberrationsfreier einfacher Quarzlinsen mittels mechanischer Retusche gelang[1]). Nach unseren Angaben läßt sich die Ausführung sphärisch korrigierter Objektive bis zum Öffnungsverhältnis 1 : 5 ev. noch 1 : 4 ohne Anwendung künstlicher Mittel bewerkstelligen.

Tabelle 1b zeigt wieder, daß, wie es nach dem sphärischen Korrektionszustand sein muß, die Objektive auch in bezug auf Größe des Zerstreuungskreises und der Beugungsscheibchen den Anforderungen gerecht werden.

Die sphärische Aberration außer der Achse, bestimmt für $\alpha = 6{,}5^0$, ist auch bei diesem Objektiv bis auf wenige Einheiten der zweiten Dezimale gehoben, so daß also einer infolge von Koma entstehenden Unschärfe bei größeren Bildwinkeln vorgebeugt ist.

Über den Verlauf des Sinusverhältnisses gibt folgende Tabelle Aufschluß:

	1 : 10	1 : 5
H_0	0,654	0,662
$^2/_3\ H_0$	0,653	0,658
$^1/_2\ H_0$	0,653	0,657
$^1/_3\ H_0$	0,653	0,656

1) H. Lehmann, Zeitschr. f. Instrkde. **24**, 231, 1904, und R. Steinheil, ebenda **29**, 256, 1909.

Die Forderung der Konstanz des Verhältnisses der Sinus konjugierte Achsenwinkel ist somit in beiden Fällen in befriedigender Weise erfüllt.

Bezüglich der astigmatischen Einstellungsdifferenz gilt dasselbe, was an der diesbezüglichen Stelle beim Glasobjektiv erwähnt ist.

§ 5. Abbildung des Spektrums in einer Ebene bei vorgenannten Objektiven.

Der Beweis, daß unsere Objektive tatsächlich den Zweck ihrer Konstruktion erfüllen, soll zunächst aus den Resultaten der trigonometrischen Durchrechnung erbracht werden. Wir bedienen uns hierbei aus praktischen Gründen der graphischen Darstellung. In einem kartesischen Koordinatensystem werden auf der Abszissenachse die Entfernungen der Brennpunkte der Strahlen beliebig gewählter Farben von der optischen Achse aufgetragen. Legen wir nun den Brennpunkt des Objektivs für den in der optischen Achse verlaufenden Strahl S_m einer mittleren Farbe in den Koordinatenanfang und in demselben eine Ebene senkrecht zur optischen Achse, so erhalten wir als Ordinaten des Systems die Abstände der Brennpunkte der Strahlen für die einzelnen Farben von dieser Ebene. Diese Darstellung ist analog derjenigen, welche J. Hartmann[1]) gegeben hat und wird aus Gründen größerer Genauigkeit gegenüber einem Polardiagramm und mit Rücksicht auf die spätere experimentelle Prüfung des Objektivs angewendet. Das folgende Diagramm gibt die Verhältnisse in natürlicher Größe wieder, wobei die Brennweite der mittleren Farbe zu $f = 195$ mm gewählt wurde.

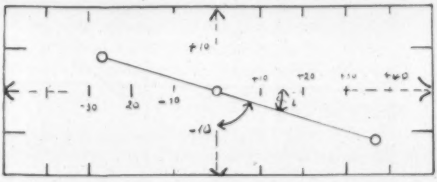


Fig. 3.

Glasobjektiv 1 : 3,2

Dabei sind als Werte für die Koordinaten erhalten.

x	y	
−26,72	+ 8,00	Plattenneigung
0	0	16,5°
+36,87	−12,15	

1) l. c. S. 260.

Aus der vorstehenden Kurvendarstellung ergibt sich sofort, daß die Abbildung des Spektrums in einer Ebene recht gut erreicht ist. Darnach wird vom Glasobjektiv bei einer Brennweite von $f = 195$ mm ein Spektralbereich von etwa 320 $\mu\mu$ auf einer Strecke von 66,6 mm scharf abgebildet.

Zum Vergleich mit den erhaltenen Resultaten geben wir in Figur 4 die Abbildungsverhältnisse wieder, wie sie sich bei einem gewöhnlichen nichtachromatischen Objektiv ohne Erfüllung unserer Ebnungsbedingung gestalten.

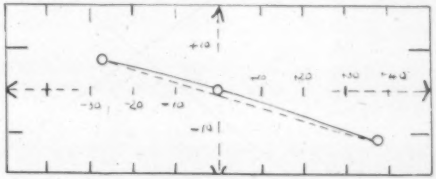


Fig. 4.

x	y	
−27,1	+ 7,04	
0	0	
+37,58	−11,99	

Es läßt sich eine deutliche Krümmung der Bildfläche erkennen. Der Biegungspfeil beträgt für $f = 200$ mm etwa 1,5 mm, der Radius der Krümmung 37,5 cm. Vergleicht man demnach die Kurven von Fig. 3 und 4, so geht daraus hervor, daß ein gewöhnliches chromatisches System für die Zwecke der völligen Ebnung des Spektrums nicht ausreicht.

Nach demselben Schema ist auch die Bildkurve für das System aus Quarz konstruiert. Die Werte der Koordinaten sind:

a)[1])		b)		
x	y	x	y	
−5,73	+ 6,58	−5,94	+10,44	Plattenneigung
0	0	0	0	41° bzw.
+9,94	−11,28	+9,22	−17,69	61°

Das Gebiet scharfer Definition erstreckt sich etwa von der Mitte des sichtbaren Spektrums bis an den Bereich der Schumannstrahlen, umfaßt also ca. 250 $\mu\mu$.

Gegenüber der Anwendung einer einfachen Quarzlinse ist hieraus der Fortschritt ersichtlich. Nach H. Lehmann[2]) folgt für das in Betracht kommende Spektralgebiet ein Krümmungsradius von 22,2 cm bei einer Brennweite der Linse von

1) Tabelle a bezieht sich auf den Achromat, Tabelle b auf die einfache Linse als Kollimator.

2) Zeitschr. f. Instrkde. **22**, 265, 1902.

$f = 100$ mm. Ein Vergleich mit der Farbenkurve eines achromatischen Quarz-Flußspatsystems[1]) zeigt die wesentliche Verbesserung, da ja bei solchen Objektiven Fokusdifferenzen bis zu 2 mm auftreten.

Die beschriebenen, auf Grund unserer Ebnungsbedingung konstruierten Objektivtypen erfüllen also in völlig zufriedenstellender Weise die Forderung: „Lage aller Brennpunkte auf einer zur Achse nicht allzu stark geneigten Geraden". Die experimentelle Bestätigung wird folgen, sobald die Beschaffung von Probeexemplaren ermöglicht ist.

§ 6. Wahl der Kollimatoroptik.

Bei den bisherigen Untersuchungen ist der Einfluß des Kollimators auf die Ebnung des Spektrums noch unberücksichtigt geblieben.

Bei Spektrographen mit Glasoptik wird als Kollimatorobjektiv ein Achromat verwendet. Freilich ist dabei eine möglichst vollkommene Achromasie erforderlich, wobei die Wahl der Farben von der Verwendung des Apparates abhängt. Erleichtert würde zwar die Herstellung möglichst vollkommener Achromasie, könnte man auch noch für hohe Lichtstärken Objektive mit vermindertem sekundären Spektrum verwenden. Allein es erweisen sich infolge zu starker Flächenkrümmungen die technischen Schwierigkeiten zu groß.

Was den Einfluß auf die Abbildung durch das Kameraobjektiv betrifft, so muß sich notwendigerweise die Farbenkurve des Achromaten der Bildkurve des Kameraobjektivs, in unserem Falle also der geraden Linie überlagern. Diese Superposition wird zwar eine geringe Abweichung von der Geraden zur Folge haben, deren Wirkung auf die Schärfe des Bildes über den ganzen Bereich der Abbildung, durch Aufsuchen einer mittleren Einstellungsebene bedeutend reduziert oder bereits in der Anlage der Ebnungsbedingung berücksichtigt werden kann, während bei Verwendung einfacher Linsen bzw. gewöhnlicher nichtachromatischer Objektive die Superposition von Farbenkurve und Dispersionskurve des Glases, bei Verwendung von zwei Achromaten die Additionswirkung der beiden Farbenkurven wesentlich sich geltend machen wird.

Für die Kollimatoroptik eines Quarzspektrographen kommt entweder die Linse kleinster sphärischer Aberration, oder ein Quarz-Flußspatachromat in Betracht. Über den Einfluß auf die Ebnung des Spektrums gilt das beim Glasspektrograph Gesagte, speziell aber sei hier verwiesen auf die Ausführungen von H. Lehmann[2]).

1) H. Th. Simon, Wied. Ann. **53**, 545, 1894.
2) Zeitschr. f. Instrumentenkunde **22**, 263 f., 1902.

Ein besonderer Unterschied bei Anwendung dieser Systeme tritt darin hervor, daß die einfache Quarzlinse die Plattenneigung, d. h. den Winkel zwischen Plattennormale und optischer Achse von ca. 41° für den Achromaten auf 61°

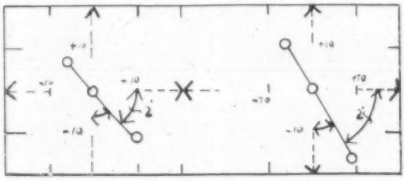


Fig. 5.

erhöht. In Figur 5 sind nach den Resultaten der trigonometrischen Durchrechnung beide Kurven eingezeichnet.

§ 7. Zusammenfassung und Schluß.

Es seien nochmals die Hauptergebnisse der mitgeteilten Untersuchung kurz zusammengestellt:

1. Es wird ein analytischer Ausdruck für die Abbildung des Spektrums in einer Ebene gegeben, welcher für ein zweilinsiges System die Abhängigkeit der Ebnung vom Brennweitenverhältnis der Einzellinsen erkennen läßt. Letzteres ist eine Funktion des Luftabstandes und gewisser Apparatkonstanten.

2. Aus den der Ableitung der Ebnungsbedingung zugrunde liegenden Annahmen folgt eine Formel für die Plattenneigung in den drei Fällen:

a) Prismen- und Linsensystem bestehen aus einheitlichem Material;
b) Material des Prismen- und Linsensystems sind verschieden, letzteres aber für sich einheitlich;
c) das zweiteilige Linsensystem besteht aus verschiedenen Glassorten.

3. Unter Einführung der Ebnungsbedingung bestimmen sich aus den angegebenen vier Gleichungen die Krümmungen bzw. Radien des Linsensystems in eindeutiger Weise. Nach Ausweis der trigonometrischen Durchrechnung ist das Resultat der Untersuchung:

Für Glasspektrographen läßt sich ein dreiteiliges, sphärisch korrigiertes, komafreies Kamera-Objektiv bei strenger Erfüllung der Sinusbedingung konstruieren, das bei einem Öffnungsverhältnis 1 : 3,2 die scharfe Abbildung des Spektrums in einer Ebene für einen Bildwinkel von fast 20° ermöglicht. Der geringe restierende Betrag des Zonenfehlers am Rande kann ohne Schwierigkeit durch mechanische Retusche

beseitigt werden. Letztere ist bei einer Lichtstärke von 1:4,5 überhaupt nicht mehr notwendig, was gegenüber dem Typus von K. Schwarzschild jedenfalls ein nicht zu unterschätzender Vorteil ist. Untersuchungen über weitere Erhöhung der Lichtstärke sowie über Objektive für Einprismenspektrographen werden zurzeit durchgeführt.

Ebenso läßt sich für Quarzspektrographen mit einem Prisma ein derartiges System in sehr gutem Korrektionszustande bis zum Öffnungsverhältnis 1:4 herstellen. Gegenüber der bisherigen Verwendung einfacher Linsen (mit kleinster sphärischer Aberration oder plankonvex) ist mit Rücksicht auf die Beseitigung der genannten Bildfehler und die Ebnung sicher ein Fortschritt erzielt.

Die Ergebnisse der Untersuchung für Apparate mit zwei Prismen werden später veröffentlicht werden.

Zum Schluß möchte ich Herrn Prof. Dr. R. Steinheil für die Anregung zur Untersuchung dieses Problems, Herrn H. Gretschmann für die freundliche Unterstützung bei Ausführung der numerischen Rechnungen meinen besten Dank aussprechen.

München, im Februar 1915.

(Eingegangen 23. Februar 1915.)

Eine Methode zur Darstellung der Stromkurven hochgespannter Ströme.

Von F. Janus und F. Voltz.

Sobald es sich darum handelt, einem größeren Hörerkreis die Entladungsvorgänge in Hochspannungssystemen zu demonstrieren, oder diese Vorgänge während des Betriebes eines Apparates, sei es eine Hochspannungsmaschine, sei es ein Röntgenapparat, sei es sonst irgendeine in Betracht kommende Vorrichtung zu verfolgen, versagen die bisherigen Methoden der Darstellung.

Allgemein verwandte man in diesen Fällen zur Darstellung dieser Kurven bis jetzt die sogenannten Glimmlicht-Oszillographenröhren verschiedener Konstruktion. Diese Röhren ordnete man an entsprechender Stelle vor einem rotierenden Spiegel an. Das Glimmlicht der Röhre wurde dann in bekannter Weise durch die schnelle Rotation des Spiegels in das Kurvenbild auseinander gezogen. Der Nachteil dieser Methode war aber der, daß das im Spiegel erscheinende Kurvenbild nur von bestimmten Punkten aus und auch da nur wieder in Teilerscheinungen und als flackerndes Bild zu beobachten war. Die Demonstration bzw. die Beobachtung der Entladungsvorgänge mußte dabei außerdem im absolut verdunkelten Raume stattfinden, da das Glimmlicht im Spiegel eine große Lichtschwächung erleidet und infolgedessen bei störenden Lichterscheinungen nur schwer zu beobachten ist.

Es bestand somit das Bedürfnis nach einem Apparat, der es gestattet, die Stromkurven und damit die Entladungsvorgänge in Hochspannungskreisen von jeder beliebigen Stelle eines mäßig verdunkelten Raumes aus in ihren feinsten Veränderungen verfolgen zu können. Diese Notwendigkeit bestand gerade beim Betriebe von Röntgenapparaten, wo die Möglichkeit, den Entladungsvorgang auch an der jeweiligen Veränderung der Glimmlichtkurven verfolgen zu können, zu mancherlei Rückschlüssen auf die einzelnen Vorgänge berechtigt.

Dies veranlaßte uns, Versuche in dieser

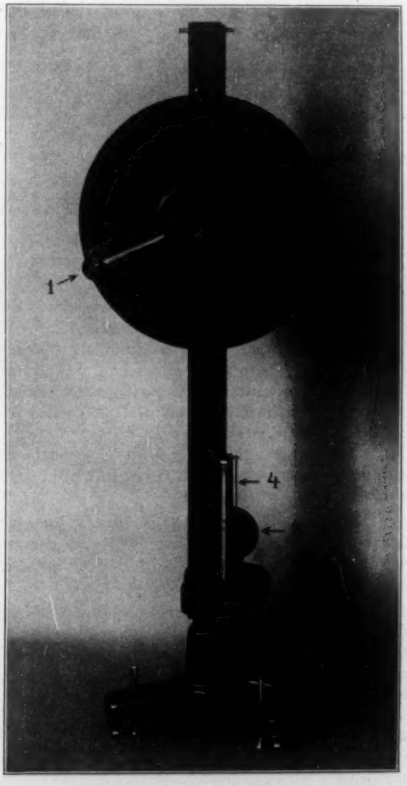


Fig. 1.

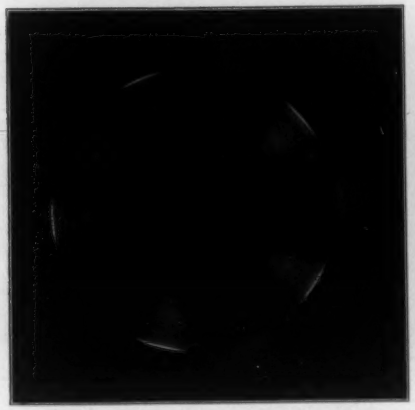


Fig. 2.

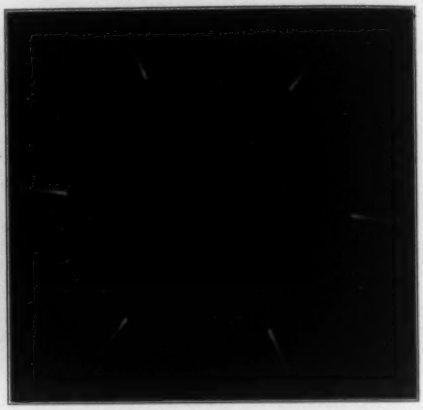


Fig. 3.

Richtung anzustellen. Der im folgenden näher beschriebene Apparat stellt das Resultat unserer Arbeiten dar.

Eine Glimmlichtröhre 1 (Fig. 1) besonderer Konstruktion ist versenkt in einem Flügel 2 eingebaut und zwar so, daß die Glaswand der Röhre mit dem Flügel zusammen eine Fläche bildet, und damit der Luft keinen Widerstand bieten kann. Der Flügel 2 wird durch einen besonderen Motor 3 in rasche Rotation versetzt. Die Tourenzahl des Motors ist durch einen Regulierwiderstand 4 beliebig fein einstellbar. Die Zuleitungen des Hochspannungskreises zu den beiden Polen der Glimmlichtröhre erfolgen durch die metallene Flügelachse einerseits und durch einen mit dem anderen Pol der Glimmlichtröhre verbundenen Schleifring andererseits. Die Stromzuführung zu dem Schleifring erfolgt dadurch, daß auf dem Ring eine Kohlebürste schleift, die mit dem Hochspannungskreis in leitender Verbindung steht.

Der Flügel kann also während des Betriebes der Glimmlichtröhre in rasche Rotation versetzt werden. Dadurch wird dann das Glimmlicht zum Kurvenbild auseinandergezogen.

Die beiden folgenden Abbildungen zeigen derartige Kurvenbilder. Sie sind mit einem gewöhnlichen photographischen Apparat aufgenommen, wobei es allerdings sehr erwünscht ist, wenn die Lichtstärke des verwandten Objektivs ziemlich groß ist, da es sich bei der Aufnahme ja um Lichterscheinungen handelt, die einen ziemlich großen Anteil von Strahlen besitzen, die photographisch wenig wirksam sind.

Fig. 2 zeigt das Bild eines hochgespannten sinusförmigen Wechselstroms, der einem eisengeschlossenen Transformator entnommen ist.

Fig. 3 zeigt die Entladungskurve eines Funkeninduktoriums mit Motorunterbrecher. Hier war in den Hochspannungskreis mit der Glimmlichtröhre eine Röntgenröhre in Serie geschaltet. Leider gibt bei dieser Abbildung das Photogramm nicht alle jene Feinheiten wieder, die tatsächlich zu beobachten sind.

Dadurch, daß man stets eine ganze Reihe von Entladungskurven beobachten kann, ist man bei der Feststellung von Veränderungen jeweils nicht nur auf Teilerscheinungen beschränkt, sondern kann diese Veränderungen im Zusammenhang mit anderen studieren.

Die oben beschriebene Vorrichtung kann auch synchron mit dem Unterbrecher eines Induktoriums oder dem Motor eines Hochspannungsapparates betrieben werden.

In diesem Falle werden die Kurven dann in ihrer wahren Größe zu beobachten sein und vor dem Auge des Beschauers stehen bleiben. Man kann also ihren tatsächlichen Verlauf feststellen, da längeres ungestörtes Betrachten möglich ist, und die Kurven auch ohne besondere Schwierigkeiten photographisch festzuhalten sind. Dabei ist aber zu beachten, daß infolge der radialen Entstehungsform, welche verschiedene Umfangsgeschwindigkeiten bedingt, kleine Verzerrungen auftreten, die jedoch an der Charakteristik selbst nichts ändern.

Wird die Vorrichtung nicht direkt synchron angetrieben und soll trotzdem das Kurvenbild stehen bleiben, um es eventuell photographisch festzuhalten, so müssen selbstverständlich die

Umlaufzahlen des rotierenden Systems des Kurvenanalysators in einem bestimmten Verhältnis zu dem System des Hochspannungskreises stehen. Das Verhältnis drückt sich dabei durch eine ganze gerade Zahl aus. Die Regulierung erfolgt in diesem Falle durch den in der Beschreibung erwähnten Widerstand, der in den Motorkreis eingeschaltet ist.

Der beschriebene Apparat wird von der Reiniger, Gebbert & Schall-A.-G. Erlangen hergestellt.

München, im März 1915.

(Eingegangen 26. März 1915.)

BESPRECHUNGEN.

G. Tammann, Lehrbuch der Metallographie. Chemie und Physik der Metalle und ihrer Legierungen. gr. 8. XVIII u. 390 S. mit 205 Textabbildungen. Leipzig und Hamburg, Leopold Voss. 1914. M. 19.—, gebunden M. 20.—

Aus der großen Zahl der in den letzten Jahren erschienenen metallographischen Handbücher tritt das Tammannsche Werk dadurch besonders hervor, daß die Darstellung des Gegenstandes von dem bisher befolgten Schema wesentlich abweicht. Verfasser beschränkt sich keineswegs auf die Darstellung der thermischen und mikrographischen Analyse der Metalle und Legierungen, sondern er behandelt auf weiter Grundlage die physikalischen Konstanten einschließlich der technisch wichtigen Materialeigenschaften. Hierdurch gelingt es ihm zu zeigen, wie die moderne metallographische Forschung auch auf die übrigen Gebiete der physikalischen Untersuchung von Metallen und Legierungen befruchtend gewirkt hat, und auf welchen Wegen die Technik weiteren Nutzen aus der physikalisch-chemischen Erforschung der Metalle und Legierungen ziehen kann.

Die Einteilung des Werkes erfolgt nach der Anzahl von Komponenten in Ein-, Zwei- und Dreistoffsysteme.

Bei der Darstellung der Einstoffsysteme wird zunächst der Vorgang der Kristallisation behandelt, zu dessen Kenntnis Verfasser selbst mit die wichtigsten Grundlagen geschaffen hat. Hieran anschließend folgt eine eingehende Darstellung des Einflusses, den die Kaltbearbeitung auf die Eigenschaften der Metalle ausübt. Trotzdem dieses Gebiet experimentell schon ziemlich weitgehend erforscht ist, fehlt es zurzeit noch an einer befriedigenden Theorie über die Erklärung dieser eigenartigen Vorgänge. Insbesondere von Seiten englischer Forscher wird die Theorie des amorphen Zustandes der Metalle vertreten. Sie besteht in der Annahme, daß durch die Formveränderung eines gegebenen Metallstückes bei gewöhnlicher Temperatur eine gewisse Menge des Metalles in den amorphen Zustand übergeht, während der Rest unverändert bleibt. Amorphe Metalle sind hart und spröde. Je größer der Betrag des Metalles ist, der infolge der Deformation in den amorphen Zustand übergegangen ist, um so stärker sind die Eigenschaften des deformierten Metallstückes verändert. Durch das Ausglühen kehrt das amorphe Metall wieder in den kristallinischen Zustand zurück. Wenn auch diese Theorie imstande ist, eine gewisse Anzahl von Erscheinungen zu erklären, so versagt sie in vielen anderen Fällen. Verfasser weist nun darauf hin, daß auch bei Kristallindividuen sehr weitgehende Deformationen möglich sind. Neuerdings ist von Boeker durch Versuche der Nachweis geführt worden, daß beispielsweise der Marmor unter geeigneten Bedingungen ein ähnliches Spannungs-Dehnungsdiagramm beim Zug ergibt wie Zink und andere Metalle. Verfasser nimmt nun an, daß die Kaltbearbeitung bzw. die Deformation bei gewöhnlicher Temperatur bei den Metallen ähnliche Vorgänge sind, wie die Formänderungen von Kalkspatkristallen unter Entstehung von Zwillingslamellen und Translationsstreifungen (Gleitlinien). Bei der Metalldeformation tritt ähnliches ein. Insbesondere wird die bleibende Deformation nur dadurch zustande kommen, daß Gleitlinien in den einzelnen Kristallen entstehen. Je mehr Gleitlinien vorhanden sind, umso stärker ist das Material verändert worden. Auch diese Theorie bedarf natürlich eines weiteren Ausbaues, bevor sie imstande ist, sämtliche Fragen der Metalldeformation zu beantworten. Jedenfalls ist der Vorteil erreicht, daß man nicht mehr von der fest begründeten Auffassung abzugehen braucht, daß die Metalle kristallinische Aggregate sind.

Im zweiten Teile des Werkes werden die Zweistoffsysteme und bei diesen in erster Linie die Zustandsdiagramme besprochen. Verfasser führt die wichtigsten Zustandsdiagramme auf acht Grundtypen zurück, die der Reihe nach ausführlich besprochen werden. In sehr anschaulicher Weise werden die Flächen des Wärmeinhalts beim Übergang aus einem Zustand in den anderen durch die Abbildung von Gipsmodellen dargestellt. Nach einem kurzen Hinweis auf die Durchführung der thermischen und mikroskopischen Analyse folgt eine eingehende Behandlung der Reaktionen im festen Zustande, der Fähigkeit der Metalle, Verbindungen und Mischkristalle zu bilden, sowie der Diagramme einer Anzahl technisch wichtiger Legierungen, und zwar hauptsächlich derjenigen des Eisens und des Kupfers.

In den Streit um das Zustandsdiagramm der Eisen-Kohlenstofflegierungen führt Verfasser einige neue Gesichtspunkte ein. Er nimmt an, daß die Unterkühlung bei der Erstarrung sich nicht nur auf die Linie des Eisenkarbids und Ledeburits erstreckt, sondern daß auch unterkühlte Mischkristalle entstehen können. Die Folgen dieser Unterkühlung sind übersättigte Mischkristalle. Nach der Auffassung des Verfassers wäre die Lage der Liquiduslinie in diesem Falle eine tiefere, die der Soliduslinie dagegen eine höhere, als bei dem gewöhnlichen Diagramm. Es würde demnach mit steigender Unterkühlung dieser Mischkristalle der Kohlenstoffgehalt der zuerst abgeschiedenen Mischkristalle ein höherer sein, als bei nicht unterkühlten Mischkristallen.

Bei der Umwandlung der festen Lösung in Perlit sind bekanntlich eine ganze Reihe von Zwischenstufen beobachtet bzw. beschrieben worden, von denen die wichtigsten Martensit, Troostit, Osmondit und Sorbit sind. Verfasser versucht, zwei von diesen, den Martensit und den Osmondit in dem Zustandsdiagramm unterzubringen, indem er das von einigen Forschern beobachtete treppenförmige Aussehen des Perlithaltepunktes zur Erklärung mit heranzieht. Es würden hiernach bei zwei verschiedenen Temperaturen Umwand-

lungen stattfinden, und zwar würde bei der ersten die feste Lösung in Martensit, und bei einer tieferliegenden Temperatur der Martensit in Osmondit bzw. Perlit übergehen. Diese Theorie ist bei künftigen experimentellen Untersuchungen über das System Eisen-Kohlenstoff zu berücksichtigen, da nunmehr die Frage entsteht, weshalb in den meisten Fällen die Perlitumwandlung den vom Verfasser hervorgehobenen Charakter nicht erkennen ließ. Weiterhin darf nicht vergessen werden, daß die Zwischenstufen zwischen fester Lösung und Perlit zum großen Teil weniger infolge ihrer bestimmten Eigenschaften als hauptsächlich infolge der Unzulänglichkeit unserer optischen Hilfsmittel eingeführt worden sind. Auch bei den Zweistoffsystemen wird der Besprechung der übrigen physikalischen Eigenschaften spezifisches Volumen, spezifische Wärme, Magnetismus, Härte, Spannung, Leitvermögen, Thermoelektrizität ein weiter Raum gewährt. Es ist sehr zu begrüßen, daß alle diese Eigenschaften im Zusammenhang mit den Zustandsdiagrammen eine eingehende gleichmäßige Berücksichtigung erfahren, da es nur auf diesem Wege in Zukunft möglich sein wird, der zahlreichen Widersprüche, die noch zwischen der rein physikalischen Erforschung der Metalle und Legierungen einerseits und den metallographischen Forschungsergebnissen andererseits bestehen, Herr zu werden.

In ähnlicher Weise werden im dritten Teile die Dreistoffsysteme und die Phasenregel behandelt. Eine Literaturübersicht gibt über die bisher untersuchten Dreistoffdiagramme Auskunft.

Schon der Name des Verfassers bürgt dafür, daß derjenige, der sein Wissen auf dem Gebiete der Metallographie, oder richtiger, der Theorie der Metallkunde, vertiefen will, in diesem Buche alles Wissenswerte finden wird.

Ein besonderer Vorteil des Werkes besteht in der elementaren Darstellung des Gegenstandes, die auch demjenigen zugänglich ist, dem die mathematische Behandlung derartiger Fragen ungewohnt ist. Infolgedessen wird das Werk sehr bald überall zu finden sein, wo ernstes Streben auf metallographischem Gebiete vorhanden ist. P. Goerens.

E. Liebreich. Rost und Rostschutz. (Sammlung Vieweg, Heft 20.) 8. 112 S. mit 22 Textabbildungen. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1914. M. 3.20

Der größere Teil dieser Zusammenfassung unserer derzeitigen keineswegs abgeschlossenen Kenntnisse über den Rost ist, nach vorangegangener kurzer Berührung einiger älterer chemischer Theorien, der Erörterung der Rostbildung auf elektrochemischer Grundlage gewidmet; er umfaßt Kapitel über aktives und passives Eisen (in welch letzterem namentlich die Kritik der diesbezüglichen F. Försterschen Ansichten auffällt), den Wasserstoffgehalt und Lösungsdruck des Eisens, seine Stellung in der Spannungsreihe, die Beeinflussung der Aktivität durch Chloride und Schutzschichten, die Potentiale und den Angriff in Elektrolyten. Dann erst schließen sich die Besprechungen über das Verhalten verschiedener Eisensorten, über die Prüfung auf Rostangriff und über die Methoden des Rostschutzes an. — Verf. sieht den Zweck seines Buches erfüllt, wenn es Anregung zu neuem Beobachten und Forschen gibt. Das mit Klarheit, Übersichtlichkeit und völliger Beherrschung der theoretischen Grundlagen geschriebene Werk, das bezüglich des letzten Punktes auch gewisse Mindestanforderungen an den Leser stellt, kann auch für den der wissenschaftlichen Denkweise nicht völlig unzugänglichen Praktiker von Nutzen sein.

Gustav F. Hüttig.

Berichtigung

zu dem Aufsatz: „Über die Energie der Elektronenemission glühender Körper" von A. Wehnelt und E. Liebreich.

Herr O. W. Richardson hat uns freundlichst auf ein Versehen in den Zitaten unserer Abhandlung mit obiger Überschrift (diese Zeitschr. **15**, 548—558, 1914) aufmerksam gemacht. Zwei Arbeiten, die dort nur unter dem Namen des Herrn O. W. Richardson allein angeführt sind, haben in Wirklichkeit die Herren H. L. Coocke und O. W. Richardson (Phil. Mag. [6] **25**, 624, 1913 und ebenda [6] **26**, 472, 1913) zu Verfassern.

Berlin, Physik. Institut der Universität, April 1915.

Tagesereignisse.

Die **Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte** hat durch den Tod von Prof. Dr. Eberhard Fraas ihren hochverdienten Vorsitzenden verloren. Fraas wirkte als Konservator des Kgl. Naturalienkabinetts in Stuttgart und hat sich durch seine wissenschaftlichen Arbeiten, die hauptsächlich auf dem Gebiete der Geologie und Paläontologie lagen, Weltruf erworben. Der plötzliche Tod des Gelehrten ist sicherlich eine Folge der großen Anstrengungen, denen er sich bei seinen Forschungen in Ostafrika ausgesetzt hatte. Besonders tragisch ist es, daß, während er den Tod auf dem Felde der Wissenschaft erlitt, sein einziger Sohn auf dem Felde der Ehre fürs Vaterland fiel.

Der Vorsitz der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte geht auf den ersten stellvertretenden Vorsitzenden Prof. Dr. Fritz von Müller-München über.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Dr. H. D. Haskins in Cleveland Ohio zum ord. Professor der physiologischen Chemie an der Universität von Oregon an Stelle des in den Ruhestand getretenen Professors Dr. J. M. Connolly, der Lektor am höheren Lehrerinnenseminar in Stockholm Dr. C. F. Kullgren zum Professor der chemischen Technologie an der Technischen Hochschule Stockholm, der Associate Professor an der Philippinen-Universität in Manila Dr. Horace G. Deming zum ord. Professor der Chemie ebenda, der Privatdozent für Physik an der Universität Wien Dr. K. Schwarz zum a. o. Professor ebenda.

Verliehen: den Privatdozenten der Chemie an der Universität Heidelberg Dr. Ernst Muckermann und Dr. Ernst Müller der Titel Professor.

Preise: Dr. Irving Langmuir vom Forschungslaboratorium der General Electric Co. in Schenectady N. Y. die William H. Nichols-Medaille der American Chemical Society.

In den Ruhestand: der ord. Prof. für Darstellende Geometrie an der böhmischen Technischen Hochschule in Prag Dr. Čeněk Jarolímek (unter Verleihung des Titels Hofrat).

Gestorben: der ord. Professor der Chemie an der Universität Otago-Dunedin (Neuseeland) James G. Black, der ord. Professor der chemischen Technologie an der Universität Berlin Geh. Regierungsrat Dr. Otto N. Witt, der Privatdozent für Chemie der seltenen Elemente an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Otto Hauser, der ord. Professor der Chemie an der Universität Krakau Hofrat Dr. Karl Olszewski, der a. o. Professor für Mechanik an der Technischen Hochschule Braunschweig Schulrat Dr. Alexander Wernicke, der amerikanische Chemiker Dr. Charles J. Eames in Newyork, der emer. Professor für Mathematik und Physik an der Hochschule für Bodenkultur in Wien Dr. Oskar Simony.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Max Born in Berlin. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.